MARCEL DOBRE RUDOLF EMIL NISTOR

TEHNICA VIDULUI SI METODE DE DIAGNOSTICARE A PLASMEI

LUCRĂRI PRACTICE

PRINTECH 2000

III 26/1998

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BIBL. CENTR. UNIV.
„M. EMINESCU" IAŞI
III 261. 998

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

165

MARCEL DOBRE RUDOLF EMIL NISTOR

230137

TEHNICA VIDULUI SI METODE DE DIAGNOSTICARE A PLASMEI

LUCRĂRI PRACTICE

019848
B.C.U. - IASI

ALE

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

PRINTECH 2000

Descrierea CIP a Bibliotecii Naţionale
DOBRE MARCEL
Tehnica vidului şi metode de diagnosticare a plasmei/
Marcel Dobre,Rudolf Emil Nistor,Bucuresti: Printech2000(Andor Tipo)
p.: cm.
Bibliogr.
ISBN 973-652-095-1

I. Nistor Rudolf Emil

553.9(o75.8)

S.C.Andor Tipo S.R.L.
Str. Splaiul Independenţei nr. 313
Tel: 4100400/476
09235566

Copyright ®

Toate drepturile acestei editii sunt rezervate de catre editura autorilor

Tehnica vidului
621.52(075.8) fizica plasmei
533.5(075.8)
533.9(075.8)

curs universitar

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea Nr. 1

POMPE DE VID

Scopul acestei lucrări este acela de a familiariza studenții cu multitudinea de dispozitive de realizare a presiunilor foarte scăzute, precum și cu modul de funcționare al acestora.

1. Ce este vidul?

Inițial problema existenței **nimicului**, într-o regiune bine delimitată din spațiu, a constituit un obiect de studiu pentru filosofie. Aristotel a lansat celebra idee, conform căreia natura are oroare de vid (**horror vacui**). Primii care au reușit să realizeze incinte vidate au fost, Torricelli și Guericke. Astăzi, se admite că și atunci, când printr-un efort major se reușește îndepărtarea dintr-o incintă a majorității atomilor existenți, tot rămâne un număr apreciabil de radiații, sau de diverse câmpuri ce pot penetra ușor pereții incintei.

Importanța vidului – mai exact a incintelor în care se realizează vid, mai mult sau mai puțin înalt, este covârșitoare în activitatea științifică și în aplicațiile tehnice.

Primele progrese în fizica atomică au fost făcute, abia atunci când s-a reușit realizarea descărcărilor electrice, în gaze rarefiate. În fizica nucleară acceleratoarele de particule și experiențele de împrăștiere sunt de neconceput fără a apela la incinte vidate.

În ce privește aplicațiile strict tehnice, amintim tuburile Röntgen, toate sursele electrice de lumină și poate beneficiarul cel mai important din acest moment – industria componentelor electronice semiconductoare – care, prin impactul asupra mijloacelor de informare și prelucrării datelor putem spune că au schimbat fața lumii. Nu trebuie uitat faptul că, la o altitudine de 1000 km există în mod natural vid ultraînalt, ceea ce constituie în sine un element justificativ de realizare a stațiilor orbitale, pe care se vor putea amplasa uzine întregi de producere a circuitelor integrate.

Funcție de presiune, vidul se împarte în următoarele categorii (vezi tabelul 1).

Tipul de vid	Presiunea (torr)	Drumul liber mediu (m)	Mecanismul de curgere
Vid slab	$760 - 1$	$10^{-7} - 10^{-4}$	vâscoasă
Vid mediu	$1 - 10^{-3}$	$10^{-4} - 10^{-1}$	Knudsen
Vid înalt	$10^{-3} - 10^{-7}$	$10^{-1} - 10^{3}$	moleculară
Vid ultraînalt	$< 10^{-7}$	$> 10^{3}$	moleculară

BCU IASI - UNIVERSITY LIBRARY

Instalațiile de vid se construiesc din sticlă, oțel inoxidabil, cupru, alamă. Trecerile metalice prin sticlă trebuie executate cu grijă deosebită datorită coeficienților de dilatare diferiți. De regulă, conductorii metalici, (electrozii), se acoperă succesiv cu straturi diferite de sticlă, a căror coeficienți de dilatare diferă puțin (≅10%), unele de altele, până se ajunge la tipul de sticlă din care este confecționat restul instalației. Etanșările robinetilor, ventilelor sau legăturilor nesudate se realizează din cauciuc vulcanizat, teflon, metale moi și unsori cu tensiune de vapori foarte mică.

2. Tipuri de pompe de vid și principiile lor de funcționare.

Pentru realizarea stării de vid se utilizează mașini, aparate și dispozitive, care sunt denumite convențional, pompe de vid. Indiferent de tipul constructiv, mărimile caracteristice ale unei pompe de vid sunt:

a) viteza de acțiune (S), numită și debit de volum, reprezintă volumul de gaz aspirat de pompa de vid, (măsurat în secțiunea de aspirație a pompei), în unitatea de timp. Se exprimă, de regulă, în: $m^3 \cdot h^{-1}$ sau $l \cdot s^{-1}$;

b) presiunea finală, (vidul limită), reprezintă presiunea cea mai redusă care poate fi obținută prin funcționarea unei pompe de vid care videază o incintă, în care aportul de gaze este nul. Presiunea finală se măsoară, de obicei, în: Pa, torr sau mbar;

debitul (Q), reprezintă cantitatea de gaz aspirată de pompa de vid din incintă, în unitatea de timp. Se exprimă, în $kg \cdot h^{-1}$ sau $l \cdot s^{-1}$ și poate fi determinat prin produsul dintre debitul volumic, în secțiunea de aspirație a pompei de vid și presiune, măsurate simultan.

1. Pompe de vid mecanice.

1.1 Pompe cu piston, cu mișcare de translație;

1.2 Pompe rotative:

- Pompe cu rotoare paletate, fără lichid de etanșare;
- Pompe cu inel de lichid;
- Pompe rotative cu palete la rotor;
- Pompe cu sertar;
- Pompe cu rotoare conjugate;

1.3 Pompe moleculare:

- Pompe moleculare propriu-zise;
- Pompe turbomoleculare;

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2. Pompe de vid cu jet.

2.1 Pompe cu jet de lichid; (ejectare de lichid, apă sau mercur);

2.2 Pompe cu jet de vapori;

- Ejectare de vapori (vapori de apă, mercur sau ulei);
- Pompe de difuzie fără fracționare (cu ulei sau cu mercur);
- Pompe de difuzie cu fracționare;

3. Pompe de vid de condensare.

3.1 Condensatoare în fază lichidă:

- Capcane răcite;
- Condensatoare propriu-zise;

3.2 Condensatoare în fază solidă, (pompe criogene);

4. Pompe de vid de sorbție.

4.1 Pompe de sorbție, care utilizează mijloace de absorbție, regenerabile termic:

- Capcane cu absorbție;
- Pompe de sorbție;

4.2 Pompe de sorbție, care utilizează straturi de getter regenerabile continuu:

- Pompe cu evaporare de getter;
- Pompe cu pulverizarea ionică a getterului;
- Pompe cu getter neevaporabil;

Pompe de vid mecanice

Această categorie cuprinde toate tipurile de pompe, cu antrenare mecanică. În laboratoarele de fizica plasmei sunt utilizate frecvent pompele mecanice cu piston rotativ etanșate cu ulei, precum și pompele cu rotoare conjugate, (pompe Roots). Din clasa pompelor mecanice cu piston rotativ, etanșate cu ulei, cea mai largă răspândire o au pompele cu piston rotativ cu palete în rotor (fig. 1)

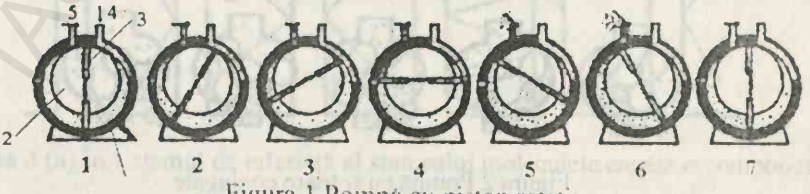


Figura 1 Pompă cu piston rotativ

1. Stator; 2. Rotor; 3. Palete; 4. Orificiu de aspirație; 5. Supapă de evacuare.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Aceste pompe sunt constituite dintr-un stator cilindric în care este montat un rotor crestat în care se deplasează paletele, care menţin contactul direct cu suprafaţa interioară a statorului, sub acţiunea resoartelor şi a forţei centrifuge. Aerul aspirat prin orificiul de aspiraţie este comprimat în continuare şi apoi este împins în flancul interior al paletei, până la evacuarea prin orificiul de evacuare, cufundat în ulei. Baia de ulei are drept scop ungerea pieselor în mişcare, etanşarea şi umplerea spaţiului mort sub supapa de refulare.

Funcţionarea pompelor rotative etanşate cu ulei şi, mai ales, vidul limită realizat depind drastic de calitatea uleiului utilizat. Acesta trebuie să fei stabil la oxidare de către gazele evacuate, trebuie să aibă presiunea vaporilor saturaţi scăzută (la temperatura de lucru a pompei) şi să nu conţină impurităţi. Viteza de acţiune a pompelor cu piston rotativ rămâne constantă în intervalul de presiune de la presiunea atmosferică, până la aproximativ 10^2Pa. Sub această valoare, viteza de antrenare scade rapid.

În laborator, pompele de vid cu piston rotativ sunt utilizate, în special, pentru obţinerea vidului preliminar, necesar intrării în funcţiune a pompelor de difuzie cu ulei.

Pompele cu rotoare conjugate (Roots) au numeroase aplicaţii în tehnica vidului. Ele sunt utilizate în combinaţie cu pompele de vid preliminar şi lărgesc mult domeniul de utilizare al acestora în zona vidului fin, (10^2Pa – 10^{-1}Pa). Pompele cu rotoare conjugate ating viteze de acţiune foarte mari, peste 100.000 $m^3 \cdot h^{-1}$. *"Pompa Roots"* este o pompă rotativă în care, în stator se rotesc două rotoare identice, în sens contrar. Turaţiile rotoarelor sunt de ordinul a 2000-3000 rotaţii/minut la pompele mici şi de 1500-2000 rotaţii/minut la pompele mari. Ambele rotoare, (fig. 2), au aproximativ forma cifrei 8 şi sunt astfel sincronizate, (prin intermediul unei cutii de sincronizare cu roţi dinţate), încât mişcarea lor are loc fără frecare reciprocă sau cu peretele interior al statorului. Interstiţiul dintre cele două rotoare şi dintre rotoare, şi peretele interior al statorului este de câteva zecimi de milimetru. Din această cauză, pompele Roots pot funcţiona cu viteze mari de rotaţie, fără uzură mecanică.

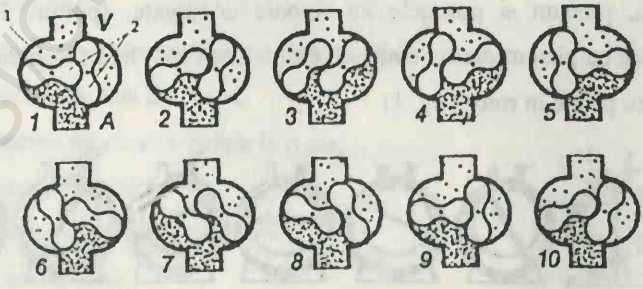


Figura 2 Pompă cu rotoare conjugate

1. Stator; 2. Rotoare conjugate.

Orificiile de aspirație și refulare ale pompei sunt dispuse astfel încât, gazul este antrenat de suprafața rotoarelor și deplasat pe circumferința statorului, din secțiunea de aspirație spre secțiunea de refulare, circulație inversă de gaz, (spre secțiunea de aspirație), fiind redusă.

Diferența de presiune creată de pompa cu rotoare conjugate, în incinta din care evacuează gazul și pompa de vid preliminar, depinde în mare măsură de viteza de pompare și de caracteristica de funcționare a pompei de vid preliminar. În cazul în care se utilizează ca pompe de vid preliminar, pompele rotative etanșate cu ulei, se obțin presiuni limită de aproximativ, 10^{-1}Pa.

Pompe moleculare

Principiul de funcționare al acestor pompe a fost stabilit de Gaede, Langmuir și Segban, încă din 1913. Construcția lor relativ simplă presupune un rotor de mare viteză și un stator, spațiul dintre ele fiind foarte mic (vezi fig. 3). Atunci când, drumul liber al moleculelor depășește valoarea acestui interval, ele nu suferă decât ciocniri cu pereții incintei. În urma ciocnirii cu rotorul, practic are loc o antrenare totală a moleculelor, în sensul de rotire al acestuia. Trebuie reinut că, pentru ca procesul să nu fie perturbat de agitația termică, aceste pompe sunt eficiente abia, la presiuni de 10^{-10} torr. Moleculele gazelor ușoare sunt mai rapide absorbite de acest tip de pompă, viteza moleculelor fiind mai mare. Pe de altă parte, din același motiv, difuzia inversă sporită a acestor molecule face ca presiunea minimă ce poate fi atinsă, să fie mai mare, decât în cazul gazelor cu masă moleculară mare.

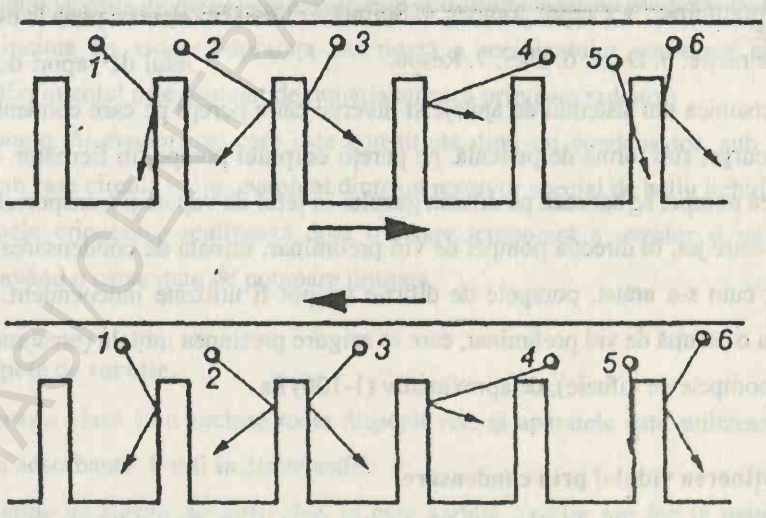


Figura 3 (a) În sistemul de referință al statorului moleculele capătă o componentă a vitezei orientată în sensul de deplasare a rotorului;
(b) În sistemul de referință al rotorului moleculele se reflectă elastic de acesta.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Pompe de difuzie.

Din clasa pompelor de vid cu jet de antrenare vom prezenta: *"pompele de difuzie cu ulei"*. Acestea sunt utilizate pentru obținerea vidului într-un interval de presiune inferior valorii 10^{-1}Pa, putând atinge 10^{-10}Pa. Vitezele de acțiune variază de la câțiva litrii pe secundă, la aproximativ 100.000 litrii pe secundă.

Mijlocul de evacuare al gazelor în pompele de difuzie cu ulei, îl constituie un jet supersonic de vapori de ulei special. Pompele de difuzie nu evacuează gazele direct în atmosferă, ele necesită o pompă auxiliară de vid preliminar.

Pompele de difuzie cu ulei (fig. 4) sunt constituite din metal sau sticlă.

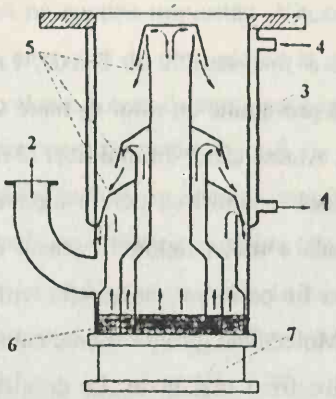


Figura 4 Pompă de difuzie cu ulei

1. Racord la incinta de vidat; 2. Racord la pompa de vid preliminar; 3. Corpul pompei; 4. Spirală de răcire; 5. Duze; 6. Ulei; 7. Resou.

Componentele principale ale pompei sunt:

- corpul pompei, racordat prin flanșe la incinta de vidat și la pompa de vid preliminar;
- spațiul de producere a vaporilor (boilerul);
- sistemul de ajutaje;
- sistemul de răcire;
- uleiul utilizat ca lichid de antrenare (se găsește în fierbător, unde este încălzit electric până la evaporare).

Jetul de vapori de ulei iese cu viteză supersonică din sistemul de ajutaje și diverge către pereții pe care condensează. Uleiul condensat curge, sub formă de peliculă, pe pereții corpului pompei în fierbător. Prin urmare, funcționarea pompei se bazează pe difuzia gazului în jetul de vapori și transportul moleculelor de gaz, de către jet, în direcția pompei de vid preliminar, urmată de condensarea vaporilor de ulei. După cum s-a arătat, pompele de difuzie nu pot fi utilizate independent. Ele necesită cuplarea cu o pompă de vid preliminar, care să asigure presiunea inițială (presiunea la care pot fi cuplate pompele de difuzie), de aproximativ (1-100) Pa.

Obținerea vidului prin condensare

Metoda constă în condensarea, (de multe ori urmată de solidificarea),vaporilor sau a gazelor pe suprafețe răcite. Se realizează astfel viteze de pompare foarte mari (10^5-10^6l/s) și o eficiență ridicată.

BCU IASI - ELIBRARY UNIVERSITY LIBRARY

Se utilizează două categorii de dispozitive:

- condensatoare (răcite cu apă sau agenți frigorifici);
- pompe criogenice (răcite cu gaze lichefiate).

Din prima clasă, cele mai cunoscute sunt condensatoarele de suprafață, răcite cu apă sau agent frigorific, până la o temperatură inferioară temperaturii de rouă a vaporilor din incintă. Condensatoarele de suprafață sunt realizate sub formă de spirale sau fascicule de țevi, prin care circulă agentul frigorific. Fasciculele de țevi sunt prinse în plăci tubulare și acoperite cu mantale prevăzute cu racorduri de vid, racordul pentru agentul frigorific și orificii de scurgere a lichidului, rezultat prin condensarea vaporilor. Evacuarea lichidului se face prin intermediul unor pompe de extracție.

De regulă, condensatoarele funcționează înseriate cu pompe de vid preliminar.

Pompajul criogenic constă în condensarea gazelor și vaporilor pe suprafețe introduse în incinta de vidat și răcite la temperaturi inferioare temperaturii azotului lichid (aproximativ $7^{0}K$). După cum se știe, cu excepția neonului, hidrogenul și heliul, gazele și vaporii trec în starea lichidă la temperaturi inferioare temperaturii azotului lichid, având în această stare o presiune de vapori foarte scăzută.

Utilizarea pompelor criogenice se limitează la obținerea vidului înalt și ultraînalt, pornind de la o presiune maximă de aproximativ $10^{-1}Pa$.

Se utilizează următoarele tipuri de pompe criogenice:

a) pompa cu baie de heliu lichid, care este constituită dintr-un recipient de heliu lichid, introdus în incinta de vidat. Suprafața exterioară a recipientului constituie suprafața de condensare. Recipientul este protejat de radiația termică printr-un radiator;

b) pompa de evaporare, care este constituită dintr-un condensator, sub forma unei serpentine prin care circulă heliu, evaporat dintr-un rezervor special de heliu lichid.

Pompele criogenice realizează doar o fixare temporară a gazelor și vaporilor prin condensare, având o capacitate de pompare limitată.

Pompele de sorbție.

În această clasă sunt incluse toate dispozitivele și aparatele care utilizează materiale absorbante și adsorbante. Pot fi întâlnite astfel:

a) pompe de sorbție propriu-zise, în care sorbția gazelor are loc în materialul activ (zeoliți, cărbune activ, alumină) printr-un proces dependent de temperatură (absorbția fizică):

BCU IAȘI CENTRALĂ UNIVERSITY LIBRARY

b) pompe cu getter, în care absorbția gazelor are loc datorită proceselor de formare a ccompușilor chimici, (chemosorbție), între gaze și straturile de material activ (getter) depuse, în mod continuu.

Cea de-a doua categorie include:

- pompe cu pulverizare de getter;
- pompe cu evaporare de getter.

În cele ce urmează vor fi prezentate *"pompe cu pulverizare de getter"*. Acestea utilizează ca material activ titalul, depus în straturi subțiri, (prin pulverizare), pe suprafețele interioare ale pompei. Funcționarea acestui tip de pompe se bazează pe o descărcare electrică în gazul rezidual, motiv pentru care sunt numite și pompe ionice. În (fig. 5) este prezentată schematic o așa numită *"celulă Penning"* care, constituie elementul fundamental al unei pompe ionice.

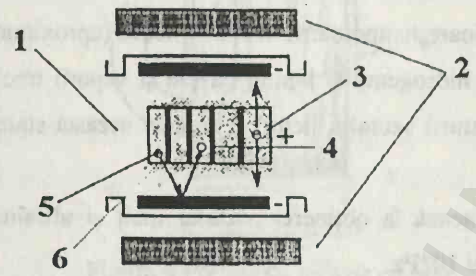


Figura 5 Celulă Penning

1. Incintă vidată; 2. Poli magnetici;
3. Electron care oscilează între electrozi;
4. Atom pulverizat din catod; 5. Ion pozitiv;
6. Nor de electroni captați.

Celula este alcătuită din doi catozi echipotențiali, între care se află un anod cilindric. Prin intermediul unui magnet, (sau electromagnet), se aplică un câmp magnetic perpendicular pe catozi.

Electronii și ionii, care există în mod natural în celulă, sunt accelerați de câmpul electric aplicat electrozilor și dobândesc energii suficient de mari pentru a produce noi ionizări (fie în volumul gazului, fie prin bombardarea electrozilor). Se realizează o descărcare autoîntreținută. Câmpul magnetic "spiralează" traiectoriile particulelor încărcate care oscilează între cei doi catozi, mărind astfel traiectul particulelor și, deci eficiența de ionizare. Acest lucru are o mare importanță în menținerea descărcării, chiar dacă presiunea gazului rezidual se micșorează. Bombardarea catozilor de titan de către ionii de gaz are drept consecință, o pulverizare continuă a getterului. Pomparea se realizează prin unul din următoarele mecanisme:

- pompaj prin chemosorbție (pomparea gazelor active chimic);
- pompaj prin acoperirea ionilor sau atomilor de gaz (pomparea gazelor ierte);

BCU "MIHAI EMINESCU" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI

Presiunea minimă care se poate obține cu pomple ionice, este de 10^{-7}-10^{-8}Pa, iar debitele volumice, sunt cuprinse între 1l/s și 1000l/s. Avantajul deosebit al pompelor de sorbție este acela de a realiza un vid curat, fără urme de substanțe organice.

BCU IAȘI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea Nr. 2

PUNEREA ÎN FUNCȚIUNE A UNEI INSTALAȚII DE VID

Aceste instrucțiuni sunt obligatorii pentru orice student ce efectuează lucrări de fizica plasmei. Nu se va permite efectuarea de lucrări de laborator de fizica plasmei acelor studenți care nu au efectuat individual și complet cel puțin două cicluri de pornire – măsură – oprire a instalațiilor de vid

1. Lucrul cu robineții de sticlă.

a) Se apucă corpul robinetului ferm în palma mâinii stângi astfel încât să existe un contact termic bun între mână și sticlă. Prin aceasta se urmărește fluidizarea unsorii ce asigură etanșitatea dintre corpul fix și cel mobil al robinetului.

b) Se așteaptă un timp suficient de lung până ce senzația de "rece" din podul palmei stângi a dispărut.

c) Fără a îndepărta mâna stângă de pe corpul robinetului de sticlă se începe cu mâna dreaptă rotirea părții mobile a robinetului. Deoarece unsoarea se depune pe orificiul intern al robinetului, făcând dificilă identificarea poziției acestuia, pe mânerul corpului mobil este marcat un semn distinctiv corespunzător poziției orificiului. Rotirea se face mărind progresiv cuplul de forțe ce se aplică cu mâna dreaptă părții mobile a robinetului. Manevrele bruște conduc la retezarea mânerului de sticlă. Nu uitați ca la manevre repetate să păstrați același sens de rotire a robinetului.

2. Lucrul cu pompa rotativă.

a) Înainte de pornire se verifică robineții astfel:

- Calea de acces dintre corpul pompei și atmosferă va fi închisă;

- Se verifică dacă robineții ce separă rezervoarele de gaz de restul instalației sunt în poziția "închis";

- Se deschide robinetul de legătură dintre corpul pompei rotative și restul instalației. La unele instalații de vid acesta este același cu robinetul ce permite legătura dintre corpul pompei și atmosferă.

- Dacă instalația este de complexitate mai mare realizarea vidului se va face succesiv începând cu segmentul din instalație cel mai apropiat de pompa rotativă.

BCU "M. EMINESCU" IAȘI
BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- Robineul manometrului cu ulei va sta în poziția deschis în timpul vidării.

b) La conectarea pompei rotative la rețea se urmărește:

- În cazul pompelor acționare de motoare electrice trifazice trebuie ca toate fazele să fie prezente simultan. În cazul absenței unei faze rotorul motorului nu se rotește, ci execută doar mișcare de vibrație însoțită de un sunet caracteristic. În acest caz se întrerupe circuitul electric imediat existând pericolul arderii motorului.

- Sensul de rotire al motorului trebuie să fie cel corect, în caz contrar se introduce aer și ulei în instalația ce urmează a fi vidată. La motoarele trifazice schimbarea sensului de rotire se face inversând două faze între ele (nu contează care).

c) După conectarea pompei rotative se urmărește cu atenție sunetul produs de aceasta. La început el este grav – corespunzând scoaterii unor cantități mari de aer din segmentul vidat, apoi el devine din ce în ce mai înalt. Dacă sunetul grav se menține un timp prea îndelungat înseamnă că instalația prezintă fisuri care trebuiesc remediate deândată.

d) Dacă pompa rotativă a fost alimentată cu ulei de curând este posibil ca prin gura de evacuare a aerului să fie pulverizate picături de ulei. Se recomandă de aceea interpunerea unui paravan între persoana ce lucrează și gura de evacuare a aerului.

e) La sârșitul ședinței de lucru se separă corpul pompei rotative de restul instalației, apoi se introduce aer în pompă. În caz contrar după câteva ore uleiul din pompă invadează instalația de vid.

3. Lucrul cu pompa de difuzie.

Asigurați-vă că aveți pregătite pentru avarie o găleată cu apă și cârpe !

a) Înainte de pornirea pompei de difuzie se măsoară presiunea în instalație. Ea nu trebuie să depășească $10^{-2} \div 10^{-1}$ torr deoarece în caz contrar uleiul din pompa de difuzie se va arde.

b) Ne asigurăm că avem pornită apa de răcire a corpului pompei. Viteza de curgere a acesteia nu trebuie să fie prea mare pentru a putea avea loc transferul de căldură de la pompa de difuzie la apă.

c) Furtunul returului apei de răcire trebuie astfel plasat încât să **auzim** în permanență curgerea apei. Acest amănunt este foarte important (vezi paragraful avarii).

d) După ce sunt îndeplinite condițiile de la punctele anterioare putem conecta cuptorul electric ce asigură încălzirea uleiului din pompa de difuzie.

BCU "Al. I. Cuza" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

e) La oprirea pompei de difuzie se întrerupe mai întâi încălzirea băii de ulei, lăsând apa de răcire să curgă în continuare; dacă dorim ca răcirea pompei de difuzie să se facă mai repede putem îndepărta rezistența de încălzire cu precauțiile necesare pentru a nu ne arde la mâini.

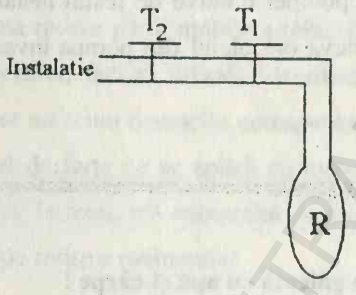
Oprirea apei de răcire se va face numai după ce ne-am asigurat că putem atinge fără protecție partea inferioară a corpului pompei de difuzie.

Nu uitați: În tot acest timp pompa rotativă este în funcțiune deoarece presiunea în interiorul pompei de difuzie nu are voie să depășească $10^{-2} \div 10^{-1}$ torr.

4. Introducerea de gaz în instalație.

a) Înainte de a introduce gaz în instalație se separă pompa de difuzie de restul instalației.

b) Gazul de lucru se introduce în instalație printr-un sistem de doi robineți T_1, T_2 ce fac legătura cu rezervorul de gaz (vezi figura) astfel:



- Robinetul T_2 deschis și T_1 închis; avem grijă ca ecluza, (porțiunea de țeavă cuprinsă în spațiul dintre cei doi robineți) să fie vidată la fel de bine ca și restul instalației.
- Se închide robinetul T_2 și se separă pompa de difuzie de restul instalației.
- Se închide robinetul manometrului cu ulei (vezi lucrul cu manometrul cu ulei).
- Se execută o rotire completă (360^0) a robinetului T_1 aducându-l în stare inițială închisă.
- Se deschide ușor (puțin) robinetul T_2 urmărind modificarea presiunii din instalație (se urmărește manometrul și momentul aprinderii plasmei; pentru aceasta înalta tensiune trebuie aplicată în prealabil pe electrozii tubului de descărcare).

5. Lucrul cu înaltă tensiune.

În afara regulilor generale de lucru la instalațiile aflate sub tensiune conectate la rețeaua mono sau trifazică a orașului trebuiesc luate măsuri speciale specifice lucrului cu înaltă tensiune. Tensiunile de amorsare al plasmelor depășesc în mod curent valoarea de 1000

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

V. În plus conexiunile electrice cu electrozii din sticlă nu pot fi complet izolate atingerea lor accidentală fiind oricând posibilă. De aceea se impun următoarele reguli speciale:

- Circuitul electric se verifică de cel puțin doi studenți înainte de aplicarea I.T.

- În timpul lucrului se folosește numai una din mâini, cealaltă fiind ținută în buzunar. Prin aceasta se urmărește ca cele două mâini să nu poată fi simultan în contact cu obiecte aflate la potențiale diferite.

- Este interzis a lucra de unul singur la instalațiile de plasmă.

- În caz de electrocutare se întrerupe deândată I.T. și se iau măsuri specifice de salvare.

6. Situații de avarie.

a) Întreruperea tensiunii electrice.

- Se separă imediat pompa de difuzie de pompa rotativă și de restul instalației.

- Se execută o răcire forțată a corpului pompei de difuzie (se îndepărtează cuptorul cu precauțiile necesare și se răcește corpul inferior al pompei de difuzie cu cârpe înmuiate în apă).

- Nu se oprește răcirea curentă cu apă.

- Toate comutatoarele electrice se trec pe poziția oprit.

- Se deschide robinetul de acces dintre corpul pompei rotative și cameră.

- Se deschide robinetul manometrului cu ulei.

b) Întreruperea alimentării cu apă.

- Nu se separă pompa de difuzie de pompa rotativă. Aceasta va rămâne în sarcină până la răcirea completă a pompei de difuzie.

- Pompa de difuzie va fi răcită forțat ca la alineatul a2.

- Dacă vacuumetrul de ionizare cu filament cald este în funcțiune acesta va fi oprit deândată.

c) Întreruperea simultană a tensiunii electrice și a alimentării cu apă.

- Se respectă întocmai instrucțiunile de la punctul (a) întreruperea tensiunii electrice).

d) Spargerea instalației de sticlă.

- Se oprește rapid vacuumetrul de ionizare cu filament cald dacă este în funcțiune. De obicei filamentul acestuia într-o astfel de situație se distruge (arde).

- Se oprește vacuumetrul termic.

- Se continuă cu procedura de la punctul (a) (întreruperea tensiunii electrice).

BCU CLUJ CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea Nr. 3

MĂSURAREA VIDULUI.; ETALONAREA UNUI MANOMETRU

1. Dispozitive folosite la măsurarea presiunilor joase.

Măsurarea presiunilor inferioare presiunii atmosferice se realizează cu ajutorul dispozitivelor numite "vacuumetre" După principiul de funcționare vacuumetrele se clasifică astfel: vacuumetre mecanice, hidrostatice, termice, de ionizare, de compresie.

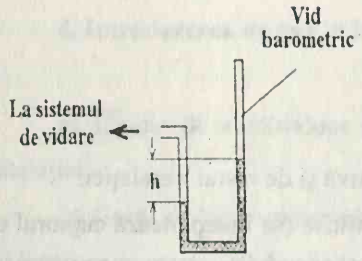


Figura 1 Vacuumetru hidrostatic

Vacuumetre hidrostatice cu tub în formă de U.

Diferența de presiune în cele două brațe ale tubului în formă de "U" (fig. 1) este determinată de presiunea hidrostatică ce corespunde denivelării "h" a lichidului.

Dacă unul din capetele tubului în formă de "U" este închis, iar, în partea închisă a tubului este vid, presiunea măsurată este: $P_{incinta}=\rho gh$.

Vacuumetre termice.

Principiul de funcționare al vacuumetrelor termice constă în măsurarea efectelor termice produse de gazele rarefiate asupra unor filamente, încălzite în gaze, de regulă variația temperaturii filamentului odată cu variația presiunii. La presiune mare, temperatura filamentului este mică datorită transferului de căldură important realizat prin mecanismul de conducție. Pe măsură ce presiunea se micșorează, scade transferul de căldură, iar temperatura filamentului se mărește. Se constată dependența efectelor de transmitere a căldurii de presiunea gazului, până la o valoare limită a presiunii de 10^{-2}Pa.

Deci, se măsoară presiunea gazului prin intermediul unei măsurători de temperatură. În practică, aceasta se realizează în două moduri:

- prin măsurarea rezistenței electrice a filamantului, realizat dintr-un material cu coeficient mare de temperatură al rezistenței, (vacuumetrele Pirani);
- prin măsurarea directă cu un termocuplu, al cărui punct cald se găsește în contact termic cu filamentul. (vacuumetrele termice cu termocuplu).

Indiferent de tipul lor, vacuumetrele termice sunt realizate din două părți:

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

a) – joja – care conține filamentul încălzit, contactele de alimentare și măsură, incinta de măsură (confecționată din sticlă sau metal), în care se află toate componentele jojei;

b) – blocul de măsurare, la care se conectează joja.

În continuare, vom prezenta succint "vacuumetrele Pirani". Corpul jojei se realizează din metal sau sticlă. Alegerea materialului este importantă pentru stabilirea caracteristicilor de etalonare a vacuumetrelor termice. Capătul deschis al jojei se conectează la instalația de vid. Corpul jojei conține – în afară de elementul traductor - și alte elemente: rezistori de compensare a efectului variiațiilor de temperatură ale mediului, potențiometre pentru reglarea capetelor de scară, etc. Acesta se montează pe corpul jojei.

Folosind jojele termice cu rezistență, se poate măsura presiunea oricărui gaz sau amestec de gaz. Determinarea variației rezistenței electrice cu temperatura se realizează prin intermediul blocului de măsurare, utilizând una din metodele:

- menținerea constantă a valorii curentului de încălzire a filamentului și măsurarea variației căderii de tensiune pe el;

- măsurarea dezechilibrului unei punți de rezistențe, în care filamentul încălzit se află în unul din brațele punții;

- menținerea constantă a rezistenței electrice a filamentului încălzit, (în consecință, a temperaturii) și măsurarea variației de tensiune sau de curent necesară pentru aceasta.

Vacuumetre de ionizare.

Pe măsură ce crește gradul de rarefiere a gazelor, efectele fizice proporționale cu presiunea sau cu densitatea gazului devin neimportante, excepția constituind-o procesele de ionizare.

Astfel, în domeniul de vid sub 10^{-1}Pa, metodele de măsurare a presiunii se bazează pe fenomenele legate de ionizarea gazelor. De regulă, electronii care dau naștere procesului de ionizare, provin dintr-un catod emisiv încălzit la o anumită temperatură, sau dintr-o descărcare electrică în gazul rarefiat.

Utilizarea fenomenelor de ionizare pentru măsurarea presiunii gazului impune cunoașterea relațiilor dintre curentul ionic și densitatea gazului. Pentru un gaz dat și o geometrie a traductorului dată, curentul de ioni înregistrat la aplicarea unei diferențe de potențial constante, este proporțional cu presiunea gazului:

$$I_i = Kp$$

BCU "ASACHI" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Prin urmare, curentul ionic constituie o măsură a presiunii. Aceasta reprezintă premisa teoretică și experimentală a elaborării vacuumetrelor de ionizare. Acestea, (ca și vacuumetrele termice), sunt compuse din:

a) – joja de ionizare – în care se produc fenomenele de ionizare și care se atașează la incinta în care se măsoară presiunea;

b) – blocul electric de alimentare a jojei și de măsurarea curentului ionic.

Se utilizează următoarele tipuri de vacuumetre de ionizare:

- vacuumetre de ionizare cu catod cald;
- vacuumetre de ionizare cu catod rece;
- vacuumetre de ionizare cu radiații ionizante.

Domeniul presiunilor măsurabile cu aceste vacuumetre se întinde de la 10^{-1}Pa, până la 10^{-9}Pa.

Vacuumetre de ionizare cu catod cald

---

* Preocuparea pentru perfecționarea jojelor de ionizare cu catod cald există și în prezent. Astfel Compania Granville – Phillips, Boulder, Co, USA, a mărit stabilitatea de funcționare în timp a jojelor de ionizare aducând o serie de modificări constructive (1995).

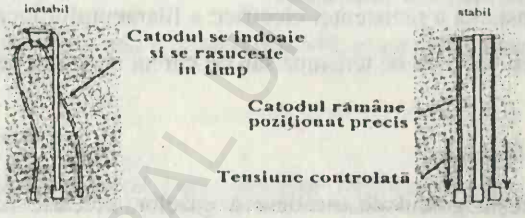


Fig. 1 Catod

instabil
stabil
Grila fără suport își modifică forma în timp
Grila fără tensiuni își menține forma chiar și după o degazare la temperatură ridicată

Fig. 2 Grilă

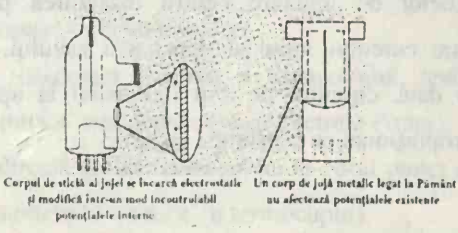

Corpul de sticlă al jojei se încarcă electrostatic și modifică într-un mod incontrolabil potențialele interne
Un corp de joja metalic legat la Pământ nu afectează potențialele existente

Fig. 3 Corpul jojei

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

V

Jojele de ionizare cu catod cald, fie varianta constructivă cu colector exterior, fie cea cu colector interior, se prezintă sub forma unei triode ai cărei electrozi sunt (fig. 2): catodul (filamentul) (K), grila (G) și colectorul de ioni (A). Filamentul incandescent emite electroni care sunt accelerați de grilă, (aflată la un potențial de +100 - +300 volți). Electronii care trec prin grilă sunt reflectați de colector, (un electrod cilindric) menținut la un potențial aproximativ – 24 volți față de catod. Ei vor fi din nou accelerați de grilă, în sens contrar. O parte, dintre electronii reveniți în spațiul grilă filament sunt frânați și apoi prinși pe filament, fie din nou accelerați de grilă ș.a.m.d. În tot acest timp, electronii produc prin ciocniri, numeroase ionizări ale atomilor gazului. Perechile electroni-ion generate în spațiul dintre grilă și colector se separă, electronii fiind colectați de grilă, iar ionii de către colector.

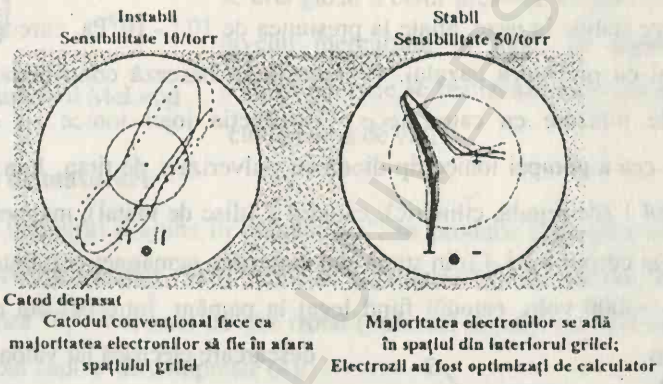

Instabil
Sensibilitate 10/torr
Stabil
Sensibilitate 50/torr
Catod deplasat
Catodul convențional face ca majoritatea electronilor să fie în afara spațiului grilei
Majoritatea electronilor se află în spațiul din interiorul grilei; Electrozii au fost optimizați de calculator

Fig. 4 Optimizarea traiectoriei electronilor

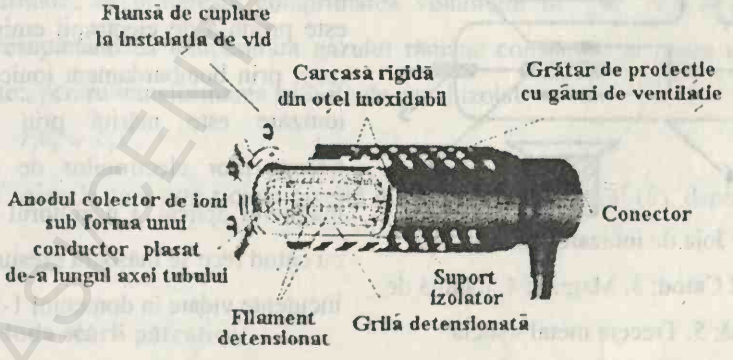

Flanșă de cuplare la instalația de vid
Carcasă rigidă din oțel inoxidabil
Grătar de protecție cu găuri de ventilație
Anodul colector de ioni sub forma unui conductor plasat de-a lungul axei tubului
Conector
Suport izolator
Filament detensionat
Grilă detensionată

Fig. 5 Noua josă ionică Ganville-Philips

Numărul de ciocniri ionizante este proporțional cu presiunea gazului. Menținându-se curentul de electroni constant, curentul de ioni conectați de colectori variază proporțional cu presiunea gazului.

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

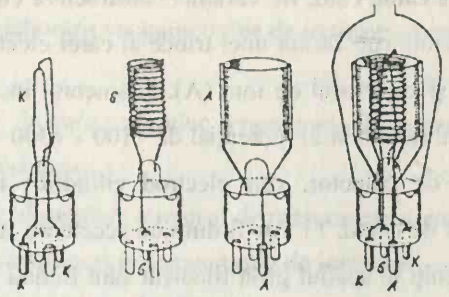


Figura 2 Joja de ionizare cu catod cald cu colector exterior

Vacuuumetre de ionizare cu catod rece (penning)

Aşa cum s-a prezentat în secţiunea referitoare la pompele ionice, se pot obţine descărcări electrice stabile în gaze, aflate la presiunea de 10^{-1} - 10^{-5}Pa, curentul de descărcare fiind proporţional cu presiunea gazului. Pe aceasta se bazează construcţia şi funcţionarea vacuumetrelor de ionizare cu catod rece. Construcţia jojei ionice cu catod rece este asemănătoare cu cea a pompei ionice tip diodă cu pulverizare de titan. Joja se compune din (figura. 3): anodul 1 (de regulă, cilindric), catodul 2 (disc de tantal), magnetul permanent 3: ($B \cong 4 \cdot 10^{-2} Tesla$) şi corpul jojei 4 (din sticlă sau materiale nemagnetice). Potenţialul anodului este de +1500 - +3000 volţi, catodul fiind legat la pământ. Între cei doi electrozi apare o descărcare electrică iar valoarea curentului de descărcare este proporţională cu presiunea gazului rezidual. Ionizarea gazului din joj este produsă de electronii emişi din catodul rece, prin bombardament ionic. Eficienţa de ionizare este mărită prin "spiralizarea" traiectoriilor electronilor de către câmpul magnetul aplicat. Cu ajutorul jojelor ionice cu catod rece se măsoară presiunea gazelor în incidente vidate în domeniul $1\text{-}10^{-4}$Pa.

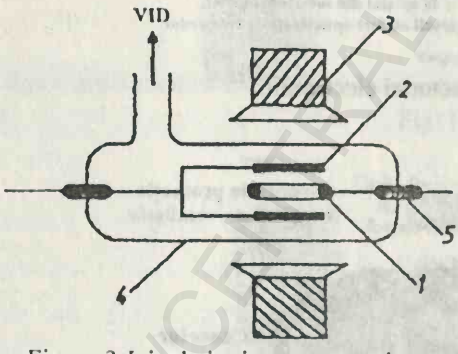


Figura 3 Joja de ionizare cu catod rece
1. Anod; 2 Catod; 3. Magnet; 4. Incintă de sticlă; 5. Trecere metal - sticlă

Vacuummetre de compresie (McLeod)

Observaţie: - acest tip de vacuummetru este folosit mai rar, deoarece impurifică instalaţia cu vapori de mercur.

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

"Vacuummetrele de compresie (McLeod)" realizează măsurarea presiunii astfel: se izolează o cantitate de gaz, se comprimă această masă de gaz într-un raport de compresie cunoscut, se măsoară presiunea rezultată în urma comprimării.

Componentele unui vacuummetru McLeod sunt următoarele (Fig.4):

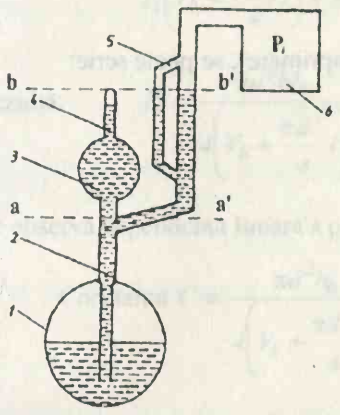


Figura 4 Vacuumetrul McLeod

- 1 rezervorul de mercur,
- 2 tubul de legătură, prevăzut cu o furcă pentru separarea gazului,
- 3 Balon auxiliar (confecționat din sticlă),
- 4 tubul capilar de compresie
- 5 tubul de comparație.

După ce vacuummetrul a fost conectat la instalația în care se află gazul a cărui presiune trebuie măsurată, se ridică nivelul mercurului în tubul de legătură. De regulă, această operație se realizează cu o pompă cu piston sau cu o pompă de vid.

Procesul de măsurare

După ce mercurul a ajuns în planul "a-a", se produce separarea volumului gazelor cuprinse în rezervorul auxiliar (3) și tubul de compresie (4), de incinta, în care gazele se găsesc la presiunea "P_i". Volumul de gaz izolat (volumul inițial), este cel cuprins în balonul auxiliar (3) și tubul capilar de compresie (4):

$$V_i = V_3 + V_4$$

Prin urmare, se urmărește comprimarea volumului de gaz "V_i" și presiune "P_i" cunoscute. Presupunând că temperatura gazului rămâne constantă, se poate aplica "Legea Boyle Mariotte:, pentru transformarea suferită de gazul izolat:

$$P_i V_i = P_f V_f$$

Planul până la care este ridicat nivelul mercurului în capilarul (5), depinde de modul de lucru.

A. Metoda scării pătratice

În acest caz, mercurul este ridicat până la un plan care coincide cu vârful capilarului de compresie (fig.14.12a). Starea inițială a gazului este caracterizată de parametrii P, și

$$V_i = V_3 + V_4 = V_b + \frac{\pi d^2}{4} l$$

BCU "ASIC-ITRA" UNIVERSITY LIBRARY

unde V_b este volumul balonului auxiliar (3), diametrul tunului capilar de compresie 4, iar l lungimea tubului.

În starea finală, după comprimarea gazului izolat până când nivelul mercurului a ajuns în tubul capilar de comparație la nivelul b-b', presiunea în capilarul de compresie este $P_f = P_i + h$, (în torr).

Ținând seama că $P_f >> P_i$ (datorită gradului mare de comprimare), se poate scrie:

$$P_i\left(V_b + \frac{\pi d^2}{4} l\right) = h\frac{\pi d^2}{4} h$$

de unde:

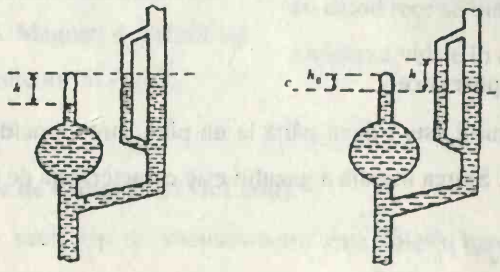
$$P_i = \frac{\frac{\pi d^2}{4} h^2}{\left(V_b + \frac{\pi d^2}{4}\right)}$$

Mărimea $C = \frac{\frac{\pi d^2}{4}}{\left(V_b + \frac{\pi d^2}{4}\right)}$ este o constantă a vacuummetrului. Ea depinde doar de dimensiunile componentelor și poartă numele de coeficient de compresie. Deci, cunoscând coeficientul de compresie, a cărui valoare este înscrisă pe instrumentul de măsură, determinarea presiunii se reduce, la ridicarea mercurului la nivelul b-b', citirea denivelării h și utilizarea relației $P_i = Ch^2$.

Întrucât denivelarea h intervine la puterea a doua, metoda se numește metoda stării pătratice.

B. Metoda scării liniare

În acest caz, mercurul este ridicat până la un plan care se găsește la o distanță cunoscută, h_0, sub vârful capilarului de compresie (planul c-c' în fig.5b), măsurându-se denivelarea față de nivelul la care a ajuns mercurul în capilarul de compresie.



a) b)

Figura 5

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Parametrii stării finale vor fi: $P_f = h\ V_f = \frac{\pi d^2}{4} h_0$, iar legea Boyle-Mariotte se scrie astfel:

$$P_i\left(V_b + \frac{\pi d^2}{4} l\right) = h\frac{\pi d^2}{4} h_0$$

Rezultă: $$P_i = \frac{\pi d^2 h h_0}{4\left(V_b + \frac{\pi d^2}{4} l\right)} = C'h$$

Se observă dependența liniară a presiunii de h, de unde și denumirea metodei.

Constanta $C = \frac{\pi d^2 h_0}{4\left(V_b + \frac{\pi d^2}{4} l\right)}$ este înscrisă pe instrumentul de măsurat.

2. Modul de lucru

Se va măsura presiunea într-o instalație de vid simultan cu un manometru electronic și cu un manometru cu ulei.

În acest scop se va trece la executarea următoarelor operații:

a) se va determina densitatea uleiului din manometrul cu ulei folosind un vas gradat și o balanță de precizie;

b) se va porni instalația de vid conform cu instrucțiunile din Lucrarea nr.2. Ambele ramuri ale manometrului cu ulei să comunice cu instalația de vid;

c) se va executa o vidare completă maximă a instalației timp de aproximativ 2 ore folosind atât pompa rotativă cât și cea de difuzie;

d) după ce pompa de difuzie a fost oprită și s-a răcit se va opri și pompa rotativă;

e) se va separa de restul instalației una din ramurile manometrului cu ulei;

f) se vor introduce mici cantități de aer în instalație și se va citi diferența de nivel "h" dintre cele două ramuri ale manometrului cu ulei precum și presiunea indicată de manometrul electronic; se vor face cel face cel puțin 20 de determinări la presiuni diferite; datele se vor trece într-un tabel de forma:

P_1 Manometru electronic	h (mm)	P_2 Manometru cu ulei	$\Delta P = P_2 - P_1$	$\frac{\Delta P}{P_2}$

BCU ASACHE TRAIAN UNIVERSITY LIBRARY

g) se va deschide încet calea de acces spre ramura izolată a manometrului cu ulei;

h) se va introduce aer până la presiunea atmosferică în toată instalația.

3. Prelucrarea datelor

a) Se va reprezenta grafic $P_1=P_1(h)$; Este aceasta o dreaptă? Ce reprezintă panta ei? Verificați afirmația făcută!

b) Se va reprezenta grafic $\Delta P=f(P_2)$. Ce concluzii puteți trage?

c) Ce puteți spune despre datele din coloana $\frac{\Delta P}{P_2}$ din tabel. Sunt ele acceptabile? Dacă da, atunci de ce? Dacă nu atunci ce propuneți pentru remedierea situației?

d) Care din cele două valori ale presiunii măsurate P_1 sau P_2 este mai credibilă? De ce?

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea Nr. 4

DETERMINAREA CARACTERISTICII PRESIUNE-TIMP LA POMPA ROTATIVA ȘI LA POPMPA DE DIFUZIE

1. Curgerea gazelor rarefiate

Debitul volumic: $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_R$ real, al unei pompe de vid în condiții de exploatare, este mai mic decât debitul volumic $\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_T$ teoretic al acesteia, care este debitul volumic al gazului absorbit direct din incinta ce este vidată. Cauza o constituie faptul că, între incinta vidată (i) și pompă (p) trebuie să existe o diferență de presiune $p_i - p_p$ care să asigure curgerea gazului. În plus, între instalație și pompă există conducte, mai mult sau mai puțin înguste, care frânează curgerea gazului.

Ceea ce rămâne constant, de-a lungul acestor conducte, este debitul masic: $p\frac{\partial V}{\partial t}$.

La ieșirea din incinta vidată, unde presiunea este mai mare, debitul volumic este mai mic. Vom defini analog, ca și în electricitate, rezistența la curgere "R" ca fiind raportul dintre căderea de presiune și curentul masic:

$$R = \frac{\Delta p}{p\frac{\partial V}{\partial t}} \tag{1}$$

mai putem scrie:

$$R = \frac{p_i - p_P}{p_i\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_T} = \frac{p_i - p_P}{p_P\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_R}$$

de unde:

$$\frac{1}{\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_T} = \frac{p_i}{p_i - p_P}R \quad \text{și} \quad \frac{1}{\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_R} = \frac{p_P}{p_i - p_P}R$$

iar, dacă scădem ultimele două relații obținem:

$$\frac{1}{\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_T} = \frac{1}{\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_R} + R \tag{2}$$

BCU IAȘI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Rezistența la înaintare a unui gaz printr-o conductă, se comportă similar ca rezistența rezistorilor din circuitele electrice. Rezistența la înaintare în conducte este suma rezistenței la înaintare, în fiecare conductă în parte. Atunci când, conductele sunt legate în paralel, inversul rezistenței la înaintare a gazului, prin întregul aansamblu, este egal cu suma inverselor tuturor rezistențelor în parte; situația din urmă se datorează faptului că, intensitatea curentului masic este suma intensităților fiecărui curent în parte.

La majoritatea pompelor, debitul volumic al gazelor absorbite din incinta ce este vidată, este constant. Rezultatul este că, atât masa de gaz din incintă, cât și presiunea scad exponențial, în timp (vezi fig.1 și fig.2)

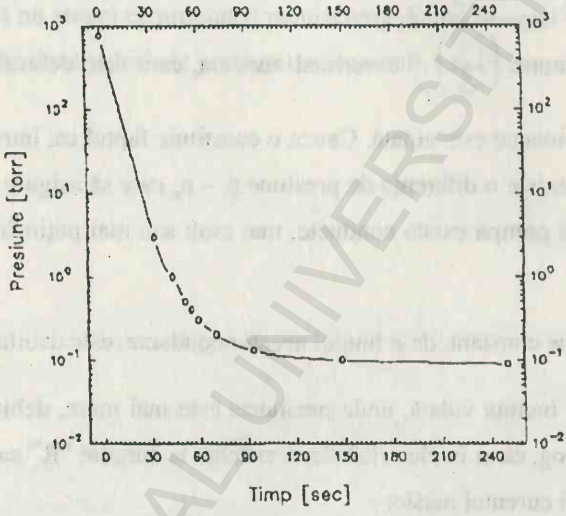


Figura 1. Dependența presiune-timp la pompa rotativă

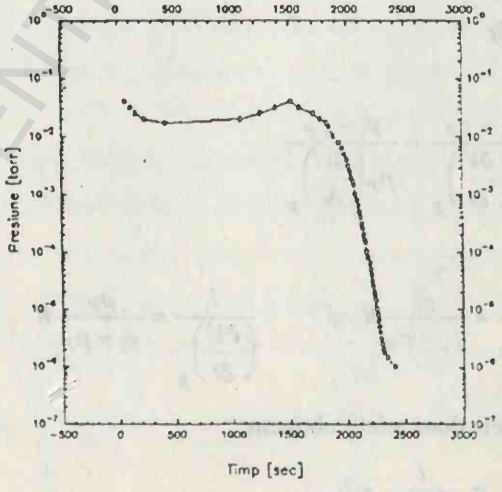


Figura 2. Dependența presiune-timp la pompa de difuzie

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

La presiuni de sub 1 torr, drumul liber mediu este mare în raport cu diametrul conductei "d". În acest caz, pentru evaluarea rezistenței la înaintare nu mai poate fi folosită "relația Hagen-Poiseuville": $\frac{\partial V}{\partial t} \approx \frac{d^4 \Delta p}{\eta l}$, (vezi ec.(4)). La valori ale presiunii în jur de 1 torr curgerea este de "tip Knudsen", iar la presiuni mai mici avem o curgere de "tip molecular". În acest caz moleculele se ciocnesc numai de pereți fiind împrăștiate în toate direcțiile. Aceasta se peterece datorită rugozității pereților conductelor, (chiar și cele mai bine șlefuite suprafețe sunt, din punct de vedere molecular, foarte aspre).

Curgerea moleculară poate fi privită ca o difuzie, rolul drumului liber mediu fiind prelucrat de diametrul conductei "d".

Coeficientul de difuzie, devine:

$$D \cong \frac{l}{3} \nu d. \tag{3}$$

Dacă: $\nabla n = \frac{\Delta n}{l} \overline{l_l}$ densitatea de curent masic este: $j \cong \frac{l}{3} \nu d \frac{\Delta n}{l} \overline{l_l}$, iar, daca secțiunea țevii este: $S = \frac{\pi d^2}{4}$, atunci, curentul masic prin conductă devine:

$$\bar{j}S \cong \nu d^3 \frac{\Delta n}{l} \overline{l_l}. \tag{4}$$

Gâtuirile conductei, conform relației (4), au în cazul curgerii moleculare un efect mai mic, decât în cazul curgerii vâscoase, caz în care curentul masic este proporțional cu "d^4". Rezistența întâmpinată de gazul ce curge, conform "legii Hagen-Poiseuille" este:

$$R \approx \frac{l}{pd^4} \tag{5}$$

pe când, în cazul curgerii moleculare:

$$R \approx \frac{lT}{\nu d^3} \approx \frac{l\sqrt{T}}{d^3} \tag{6}$$

2. Modul de lucru

a) Se va porni instalatia de vid în conformitate cu cele învățate în Lucrarea nr.2.

b) Se va măsura presiunea realizată în instalație de pompa rotativă la diverse momente de timp. Atenție la început presiunea scade rapid și riscați să pierdeți date.

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

c) Când se constată că pompa rotativă nu mai poate coborî presiunea în instalația de vid, se va porni pompa de difuzie. Atenție: la început presiunea scade încet iar apoi mai rapid. Și în acest caz se va măsura presiunea la diverse momente de timp. **Pompa rotativă va rămâne în funcțiune tot timpul**.

3. Prelucrarea datelor

a) Se reprezintă grafic P=P(t) atât pentru pompa rotativă cât și pentru pompa de difuzie.

b) Din cele două grafice obținute la punctul (a) se determină panta curbelor P=P(t) la diverse momente de timp și rezultatele se trec într-un tabel de forma:

Timp t(s)	$\left(\frac{\Delta P}{\Delta t}\right)$ Pompă rotativă	$\left(\frac{\Delta P}{\Delta t}\right)$ Pompă de difuzie

c) Se va reprezenta grafic $\left(\frac{\Delta P}{\Delta t}\right) = f(t)$ pentru ambele pompe.

d) Interpretați graficele obținute.

4. Întrebări

a) Cum explicați că atunci când porniți pompa de difuzie presiunea mai întâi crește?

b) Care sunt presiunile minime atinse de cele două pompe? Câte molecule de aer/cm^3 aveți în cele 2 cazuri?

c) Ce puteți spune de vitezele de vidare ale celor două pompe?

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

DIAGNOSTICAREA PLASMEI PRIN METODA SONDEI ELECTRONICE

1. Teoria lucrării

Sonda **Langmuir–Mott–Smith.** Idea de a folosi un mic electrod metalic introdus într-un anumit punct din plasmă, pentru determinarea unor parametri intrinseci ai plasmei, își are, probabil, originea în tehnicile mai vechi folosite de cercetători pentru determinarea suprafețelor echipotențiale din electroliți. Este greu să spunem aici dacă nu au fost și alți cercetători care să folosească sondele pentru determinarea unor parametri ai plasmei. Cert este că, în anul 1924 Langmuir și Mott–Smith au propus o tehnică de sondă riguroasă, care, ulterior, prin îmbunătățirile care i-au fost aduse, a devenit una dintre metodele cele mai folosite pentru diagnosticarea plasmelor, motiv pentru care îi vom acorda și noi, un spațiu mai mare.

În esență, sonda Langmuir-Mott-Smith este pur și simplu un mic electrod metalic de formă plană, sferică sau cilindrică, introdus într-un anumit punct al plasmei, care se găsește la un anumit potențial V_P. Potențialul plasmei, V_P, din locul în care a fost introdusă sonda poate fi raportat la potențialul unuia dintre electrozii descărcării electrice, de exemplu: potențialul V_A al anodului, în cazul schemei prezentate în fig.1.

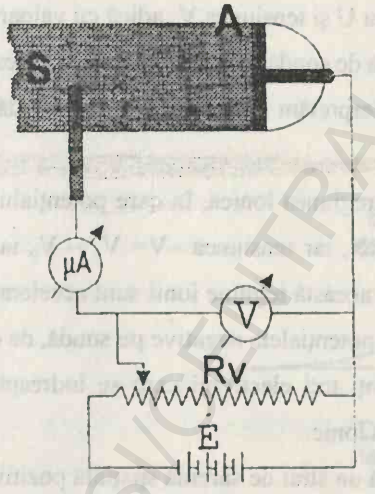


Figura 1. Reprezentarea schematică a unui circuit de sondă simplă

În acest caz potențialul plasmei față de potențialul anodului va fi $V_{PA}=V_P-V_A=U_0$ și este cunoscut sub denumirea de potențial spațial U_0. Dacă V_S este potențialul sondei din circuitul de sondă prezentat în fig.1 atunci mărimea $V_{SA}=V_S-V_A=U$, este potențialul sondei față de potențialul anodului și este o mărime care se poate măsura experimental cu ajutorul unui voltmetru introdus în circuitul de sondă așa cum se vede în fig.1. Cu notațiile făcute până acum mărimea:$-V=V_S-V_P=U-U_0$ reprezintă potențialul sondei față de potențialul plasmei, din punctul în care a fost introdusă sonda, o mărime care nu poate fi măsurată experimental direct. Observăm însă că $\Delta V=\Delta U$, ceea ce înseamnă că variațiile ΔU pot fi măsurate experimental.

POLITEHNICA CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Potențialul sondei V_S poate fi făcut mai mare sau mai mic (sau chiar egal) decât potențialul plasmei V_P astfel încât putem aranja ca sarcinile electrice care sunt transportate la sondă să fie datorate fie electronilor fie ionilor sau fie electronilor și ionilor luați împreună.

Mergând pe această idee nu este greu să ne dăm seama că curentul electric i, din circuitul de sondă, măsurat cu ajutorul unui microampermetru (vezi fig.1), este fie un curent electronic, fie un curent ionic, fie o combinație a curentului electronic și a curentului ionic.

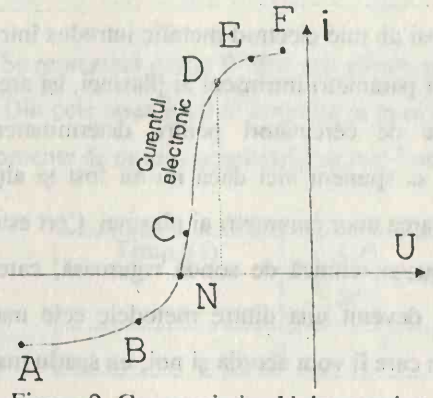


Figura 2. Caracteristica Voltamperică de sondă simplă i=f(u)

Dependența funcțională a curentului electric de sondă i, de tensiune U (sau de tensiunea V), poartă denumirea de caracteristică voltamperică de sondă.

În dependența i=f(U), caracteristica voltamperică de sondă este reprezentată în fig.2, iar dependența i=f(V), caracteristica voltamperică de sondă este reprezentată în fig.3. Curbele din cele două reprezentări sunt identice, diferența dintre cele două figuri constând doar într-o translatare a curbelor după axa a abciselor cu valoarea dată de legătura care există între tensiunea U și tensiunea V, adică cu valoarea U_0.

Deși experimental, caracteristica voltamperică de sondă se obține sub forma prezentată schematic în fig.2, este mult mai comod să interpretăm caracteristica de sondă după reprezentarea din fig.3, în cadrul dependenței i=f(V).

Regiunea AB a caracteristicii de sondă este regiunea ionică, în care potențialul V_S al sondei este negativ, față de potențialul V_P al plasmei, iar tensiunea $-V= V_S - V_P$ ia valori foarte mari, de regulă, de ordinul sutelor de volți. În această regiune ionii sunt accelerați către sondă, iar electronii sunt decelerați, astfel că, pentru potențialele negative pe sondă, de ordinul sutelor de volți, se poate considera că sunt retardați toți electronii care se îndreaptă către sondă și, deci întregul curent de sondă este un curent ionic.

În jurul sondei puternic negativă se formează un strat de sarcină spațială pozitivă, care face să obțină o valoare de saturație a curentului ionic la sondă. Când valoarea potențialului negativ al sondei scade, stratul de sarcină spațială pozitivă începe să se diminueze, astfel că în regiunea BC a caracteristicii voltamperice de sondă, denumită și regiunea curentului ionic și electronic, la sondă ajung atât ioni, cât și electroni rapizi. Se obține situația în care curentul electric i, din circuitul de sondă, devine egal cu zero, deși potențialul sondei este încă negativ, față de potențialul plasmei, aceasta deoarece, electronii din plasmă sunt mai energetici decât

ionii din sondă. Pe caracteristica voltamperică de sondă această situație corespunde punctului N în care potențialul $-V_N$ se numește potențial flotant și este egal cu potențialul unei sonde izolatoare introdusă în punctul respectiv din plasmă. Apropiind și mai mult potențialul sondei de potențialul plasmei se obține regiunea CD a caracteristicii voltamperice de sondă, denumită regiunea curentului electronic, deoarece, deși potențialul sondei este încă ușor retardat pentru electroni, practic, întreg curentul electric i din circuitul de sondă este dat de componenta electronică. În jurul sondei începe să se formeze acum un strat de sarcină spațială negativă care pe porțiunea EF a caracteristicii determină o anumită saturație a curentului electronic care începe să se manifeste din punctul în care potențialul sondei devine egal cu potențialul plasmei, iar electronii și ionii cad liberi pe sondă. În realitate obținerea regiunii EF de saturație a curentului electronic, din circuitul de sondă, este o problemă dificilă care depinde de geometria sondei așa cum se poate vedea și din fig.4 a,b,c.

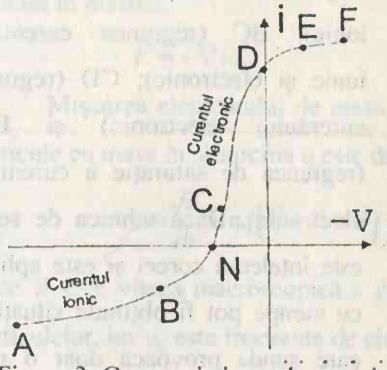


Figura 3. Caracteristica voltameprică de sondă

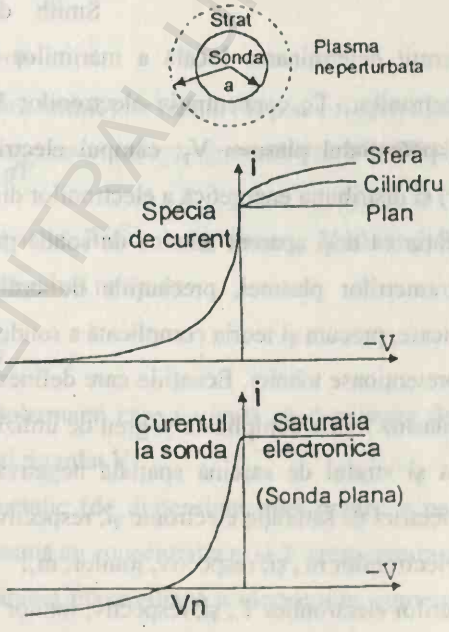


Figura 4. Reprezentarea schematică a unui model de sondă LANGMUIR
a) geometria sondei; b) cazul colectării unei singure specii de purtători de sarcină; c) curentul total de sondă

BCU IAȘI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Saturația curentului electronic poate apărea, în anumite condiții, numai în cazul sondei plane (fig.5).

Pentru determinarea parametrilor plasmei, se folosesc toate cele patru regiuni: AB (regiunea de saturație a curentului ionic); BC (regiunea curentului ionic și electronic); CD (regiunea curentului electronic) și DEF (regiunea de saturație a curentului electronic). Dacă tehnica de sondă este înțeleasă corect și este aplicată cu atenție pot fi obținute situații în care sonda provoacă doar o mică perturbație locală și limitată a plasmei fără să afecteze prea mult precizia de detrminare a parametrilor plasmei. Folosirea tehnicii de sondă Langmuir-Mott-Smith devine astfel, una dintre puținele metode care permit determinarea locală a mărimilor fizice de interes în fizica plasmei: temperatura electronilor, T_e; concentrația electronilor N_e; temperatura ionilor T_i; concentrația ionilor N_i; potențialul plasmei V_p; câmpul electric E; distribuția spațială a potențialului plasmei V(r) și distribuția energetică a electronilor din plasmă $f(V_i)$.

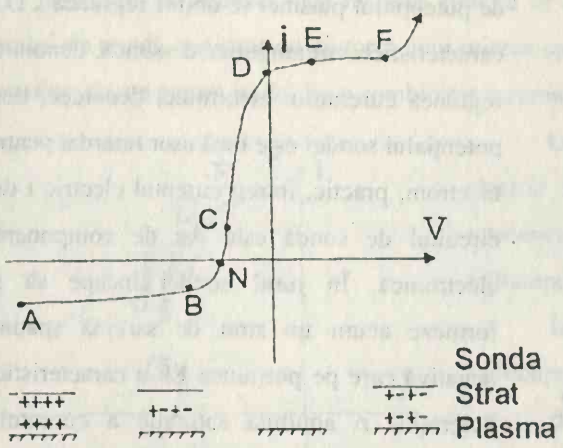


Figura 5 Caracteristica voltamperică a sondei simple plane cu indicarea apariției saturației curentului de sondă și a diferitelor straturi de sarcină parțială

Atragem însă atenția că deși aparent tehnica de sondă pare a fi la îndemâna oricui pentru determinarea parametrilor plasmei, precauțiile de ordin experimental ce trebuie cunoscute dinainte și aplicate, precum și teoria complicată a sondei, fac ca tehnica de sondă să fie una dintre cele mai pretențioase tehnici. Ecuațiile care definesc curenții electrici de sondă sunt ecuații de tip strat-plasmă foarte complicate și greu de utilizat în unele cazuri. Stratul de sarcină spațială pozitivă și stratul de sarcină spațială negativă din jurul sondei introduc asimetrii ale curenților electrici de saturație electronic și, respectiv, ionic datorită:

1) diferențelor maselor electronilor m_e și, respectiv, ionilor, m_i;

2) diferențelor temperaturilor electronilor T_e și, respectiv, ionilor T_i;

3) mișcărilor diferite ale electronilor și, respectiv, ionilor;

BCU "MIHAIL KOGĂLNICEANU" IAȘI UNIVERSITY LIBRARY

APARATUL MATEMATIC AL SONDEI LANGMUIR–MOTT–SMITH

Să considerăm o plasmă la care componentele ionică și electronică au aceeași temperatură $(T_- \cong T_+ = T)$ supusă acțiunii unui câmp electric $\vec{E}$ provenit dintr-un potențial V existent în plasmă.

$$\vec{E} = -\nabla V \tag{1}$$

Mișcarea elementului de masă (a masei unității de volum ρ=nm) pentru orice tip de particule cu masa m și sarcina q este dată după cum știm de ecuația de mișcare

$$nm\frac{d\vec{u}}{dt} + nq\left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}\right) = \nabla p - \nu_c nm\vec{u} \tag{2}$$

unde $\vec{u}$ este viteza macroscopică a gazului de particule (m,q), (n) concentrația volumică a particulelor, iar ν_c este frecvența de ciocnire.

Pentru o plasmă aflată în regim staționar $\vec{u} = 0$, astfel că ecuația de mișcare se reduce la

$$nq\vec{E} - \nabla p = 0 \tag{3}$$

Folosind ecuația (1) și înmulțind scalar cu $d\vec{r}$ ecuația (3) devine

$$nq\nabla V d\vec{r} = -\nabla p d\vec{r} \tag{4}$$

sau

$$nq\nabla V r = -dp \tag{5}$$

Dar p=nkT (echilibru termic) iar relația (4) poate fi scrisă sub forma

$$\frac{dn}{n} = -\frac{q}{kT}dV$$

care integrată cu condiția la limită $n=n_0$ pentru V=0 (n_0 fiind concentrația plasmei neperturbate în absența câmpului) ne va da

$$n = n_0 e^{-\frac{qV}{kT}} \tag{6}$$

adică o formulă de tip Boltzmann care ne arată că densitatea de particule încărcate scade exponențial cu un potențial retardat V.

Fie un electrod metalic (de dimensiuni mici pentru a perturba local cât mai puțin plasma) introdus într-o plasmă cu concentrația n_- și T_- temperatura electronilor.

Considerând distribuția maxwelliană a electronilor curentul ce trece prin unitatea de arie în direcția perpendiculară pe ea va fi

$$j_0 = \frac{en_-\bar{V}_-}{4} \tag{7}$$

unde: e = sarcina electronilor; $\vec{V}_-$ = viteza medie a electronilor care este dată de relația:

$$\vec{V}_- = \sqrt{\frac{8kT_-}{\pi m}} \tag{8}$$

Aplicând la electrodul sondă un potențial întârzietor V_s pentru electroni (negativând electrodul față de plasmă) densitatea curentului electronic colectat de electrod va fi conform relației (7):

$$j = j_0 e^{-\frac{eV_s}{kT_-}} \tag{9}$$

O sondă izolată se va încărca negativ datorită mobilității mai mari ale electronilor. O sondă legată la pământ sau la unul din electrozi (de exemplu la anod) va colecta un curent electronic care va fi măsurat cu un galvanometru înseriat cu sonda. Pentru a reduce acest curent, sonda va trebui negativată cu o sursă de tensiune corespunzătoare (fig.6 a).

Crescând potențialul negativ al sondei curentul colectat de ea se va micșora conform relației (9). Relația (9) înmulțită cu suprafața S a sondei aflată în contact cu plasma devine

$$i = i_0 e^{-\frac{eV_s}{kT_-}} \tag{10}$$

care logaritmată este

$$\ln i = \ln i_0 - \frac{eV_s}{kT_-} \tag{11}$$

unde V_s este potențialul sondei față de plasmă în locul în care se află sonda.

Dacă V_p este potențialul plasmei în acel loc față de anod atunci tensiunea U dintre sondă și electrodul de referință (anodul A fig. 6.a) va fi

$$U = V_p + V_s \tag{12}$$

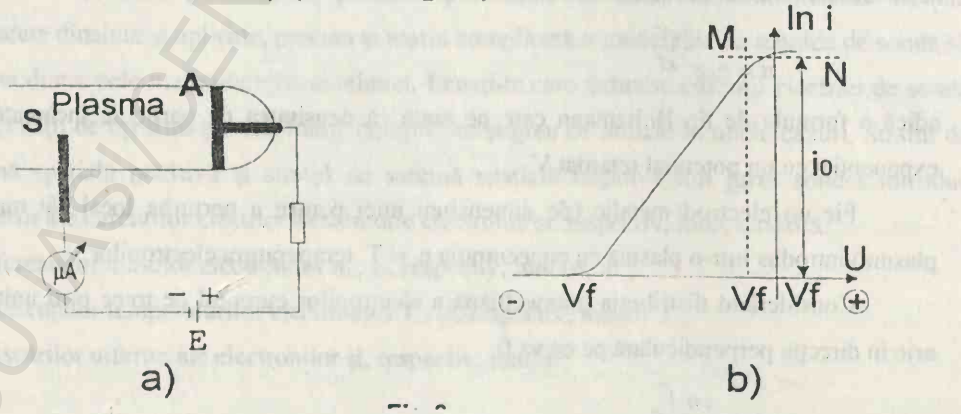


Figura 6

BCU "ASIGENTRAL" UNIVERSITY LIBRARY

Potențialul în plasmă în locul în care se află sonda se poate afla direct din graficul (i,U), acesta fiind punctul de pe axa tensiunilor pentru care curba suferă o cotitură bruscă spre un palier ($i=i_0$ neglijând curentul ionic).

Determinând panta porțiunii lineare din graficul ln i=f(U) (fig.6.b) se poate calcula temperatura electronică

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{\Delta_1}{\Delta_2} \cong \frac{11600}{\Delta_1 / \Delta_2} \qquad (13)$$

unde Δ_1/Δ_2 este în V^{-1}.

Punctul M din fig.6 b. corespunde tensiunii pentru care curentul la sondă este nul (curentul ionic este egal cu curentul electronic) iar punctul N corespunde curentului colectat de sonda flotantă, nesupusă vreunui potențial din afară (curentul datorat agitației a electronilor și ionilor din plasmă).

Deasupra axei tensiunilor domină curentul electronic, dedesubtul acestei axe domină curentul ionilor pozitivi. Când sonda este pozitivă, respinge ionii pozitivi și atrage electronii; se formează în jurul ei un strat de sarcină spațială negativă.

Electronii fiind accelerați spre sondă produc excitări ale atomilor neutri cu care se ciocnesc și astfel stratul apare luminos.

Când sonda este negativă stratul de perturbare este alcătuit din sarcină spațială pozitivă.

Sarcina spațială din jurul sondei ecranează sonda față de plasmă, astfel încât câmpurile perturbatoare ale ei nu acționează pe o distanță mai mare decât grosimea stratului de perturbare.

2. Montajul experimental și modul de lucru

Montajul experimental este prezentat în fig.7. Se cuplează montajul la instalația de vid pentru vidarea tubului de descărcare și se face un vid de ≈ 1 torr. Se aplică o tensiune negativă față de anod sondei S de ≈ 150 V de la sursa G_2. Se "aprinde" descărcarea în tub ridicând treptat tensiunea de la generatorul G_1. Se reglează presiunea și tensiunea astfel încât coloana pozitivă să fie cât mai omogenă iar sonda să se afle cu cel puțin 2÷3 cm în interiorul acesteia. Se variază tensiunea U aplicată sondei, tensiune măsurată de voltmetrul V_2, până când curentul de sondă i măsurat de ampermetrul A_2, devine zero. La acest potențial numit

potențial flotant V_f curentul total este nul, curentul electronic este egal cu cel ionic. Se scade apoi tensiunea U și se măsoară curentul i iar datele se trec într-un tabel.

3. Prelucrarea datelor experimentale

a) Se reprezintă graficul lni=f(U). Din porțiunea liniară a acestuia se determină panta $m = \Delta_1/\Delta_2$. Din relația (13) se determină temperatura electronilor T_e.

b) Se reprezintă graficul i_s=f(V) și se găsește valoarea curentului de saturație i_0. Se determină suprafața activă a sondei (s) (nu ce este acoperit cu sticlă).

Se va calcula densitatea de curent j_0

$$j_0 = \frac{i_0}{S}$$

Viteza medie a electronilor $\bar{V}_e$ se va calcula din relația (9) folosind temperatura electronilor T_e de la punctul (a).

Valorile densității de curent j_0 și a vitezei medii a electronilor astfel calculate se introduc în relația (7) de unde rezultă concentrația electronilor plasmei n_e.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

DIAGNOSTICAREA PLASMEI PRIN METODA SONDEI DUBLE

1. Teoria lucrării

Fizica sondei duble în cazul în care potențialul electrodului de referință nu poate fi menținut constant (cazul plasmei postluminescente sau al plasmei de înaltă frecvență), sau în cazul în care plasma nu este în contact direct cu un electrod (cazul plasmei fără electrozi) metoda sondei Langmuir-Mott-Smith prezentată, nu poate fi folosită. În toate aceste cazuri se folosește "metoda sondei duble" (Kagima și Takayama, 1949-1950; Johnson și Wlater, 1950; Biberman și Panin, 1951; Vagner, Kagan și Pereli, 1956), care constă din două sonde identice sau diferite de aceeași geometrie (plană, sferică sau cilindrică), introduse în plasma de studiat, la o distanță una de alta care poate varia de la câțiva centimetri la câteva zeci de centimetri. Schema de principiu a unui montaj experimental de sondă dublă este prezentată în fig.1.

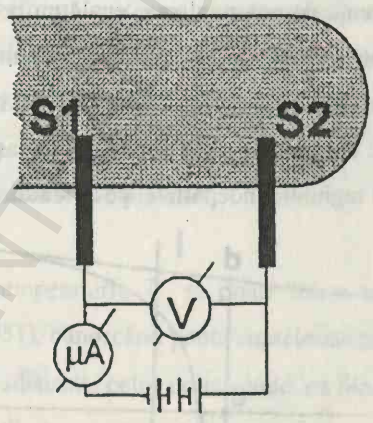


Figura 1. Schema de principiu a unui aranjamaent experimental de sondă dublă

Variind din exterior, diferența de potențial dintre cele două sonde variază curentul din circuitul de sondă și se obține caracteristica volt-amperică de sondă dublă, sub forma prezentată în fig.2, cazul sondelor identice sau, sub forma prezentată în fig.3, cazul sondelor diferite.

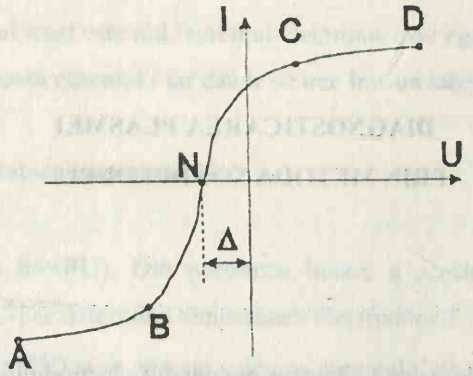


Figura 2. Reprezentarea schematică a caracteristicii volt-amperice de sondă dublă,în cazul când cele două sonde sunt identice

Dacă plasma este omogenă, iar cele două sonde sunt identice, atunci curba caracteristicii volt-amperice este simetrică față de punctul N, corespunzător valorii zero a curentului electric în circuitul de sondă. Mărimea "Δ" este chiar diferența de potențial, dintre cele două puncte din plasmă, în care au fost introduse sondele. În punctul N curenții electrici la cele două sonde trebuie să fie egali ca mărime, însă de semn contrar. Când diferența de potențial dintre cele două sonde este mare (regiunile AB și CD ale caracteristicii de sondă dublă), practic întreaga diferență de potențial este egală cu potențialul sondei mai negative, față de potențialul sondei flotante; aceasta înseamnă că, curentul total la sonda negativă este datorat ionilor. Dacă centrăm cele două caracteristici de sondă simplă și, respectiv, de sondă dublă, obținute în același loc din plasmă și cu sonde de aceeași formă, considerând ca punct de centrare punctul N, atunci regiunile îndepărtate ale curentului ionic trebuie să se suprapună

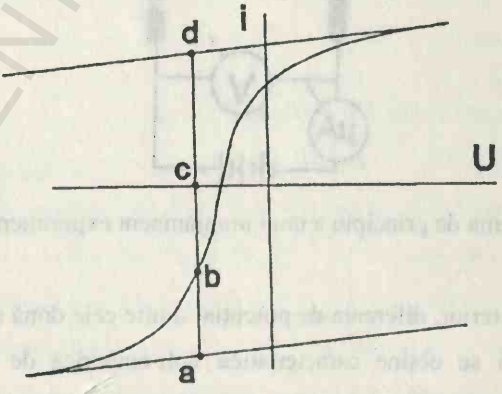


Figura 3. Reprezentarea schematică a caracteristicii volt-amperice de sondă dublă asimetrică cu indicarea mărimilor care intervin în relația 3.81, de determinare a tepmeraturii electronilor; $ab = i'_-$, $ac = i'_+$, $cd = i''_+$.

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În regiunea BC a caracteristicii de sondă dublă curentul electric din circuitul de sondă este dat de expresia:

$$i(U) = i_+(V') - i_0 e^{-\frac{eV'}{kT_-}} = i_0 e^{-\frac{eV''}{kT_-}} - i_+(V'') \tag{1}$$

unde:

$$U - \Delta = V' - V'' \tag{2}$$

și unde V' și V" sunt potențialele plasmei față de potențialul primei sonde și, respectiv, față de potențialul celei de-a doua sonde. Componenta electronică a curentului de sondă este dată de relația:

$$j_- = \frac{N_0 e\bar{v}}{4} e^{-\frac{eV'}{kT_-}} \tag{3}$$

Dacă eliminăm potențialele V' și V", din relațiile (1) și (2) obținem ecuația caracteristicii volt-amperice a sondei duble, i=i(U). Pentru aceasta este necesar să cunoaștem dependența curentului ionic de potențialul sondei. Dacă admitem că curentul ionic la sondă este independent de potențial, (saturația curentului ionic), atunci se obține:

$$i(U) = i_+ th\frac{U - \Delta}{2kT_-} \tag{4}$$

Această relație este conformă cu forma caracteristicii volt-amperice din regiunea BC. Pentru valori mari ale potențialului U se obține saturația curentului din circuitul de sondă ca o consecință a faptului că nu am luat în considerație dependența curentului ionic de potențial.

6.2 Determinarea parametrilor plasmei

Pentru determinarea temperaturii, T_-, se poate folosi metoda lui Johnson și Walter (1950) și Biberman Panin (1951), cunoscând panta caracteristicii de sondă în punctul N (unde U=Δ). Vom considera zonele adiacente celor două sonde, ca fiind identice. Diferențiind relația (1), în raport cu potențialul "U", și considerând U=Δ, ceea ce înseamnă V'=V"=V_i, obținem:

$$T_- = \frac{e}{k} \frac{i_+(V_i)}{2\left(\frac{di}{dU}\right)_N - \left(\frac{di_+}{dU}\right)_N} \tag{5}$$

unde am ținut seama de egalitatea: (dV'/dU)=-(dV"/dU)=1/2. Curentul ionic $i_+(V_i)$ și derivata sa (di_+/dV_i), corespunzătoare potențialului sondei izolatoare, se pot determina din extrapolare, către valori mari ale potențialelor la sondă, a curentului ionic $i_+(V)$. Metoda de extrapolare trebuie să se bazeze pe forma dependenței curentului ionic la sondă, de potențialul sondei

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

raportat la potențialul plasmei. Această dependență este complicată, (vezi cazul sondelor Langmuir-Matt-Smith, de diferite geometrii) și are forme diferite pentru parametrii diferiți ai plasmei. De aceea se recomandă ca relația (5) să se folosească numai în acele situații practice când panta porțiunilor îndepărtate ale caracteristicii este mică, în comparație cu panta din punctul N. În acest caz, mărimea (di_+/dV_+) poate fi neglijată în raport cu mărimea $(di/dU)_N$, iar mărimea $i_+(V_+)$ depinde puțin de metoda de extrapolare care poate fi chiar o extrapolare liniară.

În cazul în care caracteristica de sondă nu este simetrică, (vezi fig.3) datorită diferențelor dintre cele două sonde, relația (5) nu poate fi folosită. În acest caz relația (1) se înlocuiește cu noua formă:

$$i(U) = i''_0 e^{-\frac{eV'''}{kT_-}} - i_+(V') = i'_+(V'') - i'_0 e^{-\frac{eV''}{kT_-}} \tag{6}$$

Folosind această expresie în locul relației (5) se obține:

$$\frac{di}{dU} = \left\{ \left(\frac{di''_+}{dV''} + \frac{ei''_+}{kT_-} \right)^{-1} + \left(\frac{di'_+}{dV'} + \frac{ei'_+}{kT_-} \right) \right\}^{-1} \tag{7}$$

Toate mărimile care apar în membrul drept al relației (7), sunt determinate pentru acele valori ale potențialului electric, pentru care curentul electric din circuitul de sondă dublă sunt egale cu zero. Ca și în cazul sondelor identice, se recomandă ca relația (7) să se folosească numai în acele situații în care pantele regiunilor îndepărtate ale caracteristicii de sondă dublă asimetrică sunt mici în comparație cu panta caracteristicii de sondă dublă, din punctul N, situație în care relația (7) se simplifică și poate fi scrisă sub forma:

$$T_- = \frac{e}{k} \frac{i'_+ \cdot i''_+}{i'_- + i''_+} \left(\frac{di}{dU} \right)^{-1}_N \tag{8}$$

Altă metodă de determinare a temperaturii electronilor T_- se datorează lui Johnson și Walter (1950), și se bazează pe folosirea relațiilor (2) și (6) din care se obține:

$$ln\left(\frac{i'_+ \cdot i''_+}{i'_-} - 1 \right) = A + \frac{eU}{kT_-} \tag{9}$$

unde:

$$A = ln\left(\frac{i''_0}{i'_0} \right) e^{-\frac{e\Delta}{kT_-}}$$

Mărimile i'_-, i''_+ și i'_- se obțin din caracteristica de sondă dublă, așa cum se arată în fig.3. De notat că, această metodă implică extrapolarea curentului ionic la sondă. Dacă

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

reprezentăm membrul stâng al relației (9), în funcție de tensiunea U, panta dreptei obținută ne permite să determinăm temperatura electronilor.

Cunoscând temperatura electronilor, T_-, putem să ne folosim de identitatea regiunilor ionice ale caracteristicii de sondă simplă și caracteristicii de sondă dublă și să determinăm concentrația purtătorilor de sarcină din plasmă, după metoda descrisă în cazul sondelor Langmuir-Matt-Smith simplă cu geometrie plană, sferică sau cilindrică.

Matematica sondei duble

Metoda sondei duble folosește două sonde de tipul sondei folosite în metoda Langmuir introduse în plasmă, aflate la distanța de câțiva milimetri sau zeci de milimetri una față de alta, legate la polii unei surse de tensiune continuă.

Metoda sondei duble se bazează ca și metoda sondei simple pe relația lui Boltzmann pentru curentul electronic al sondei. În plus trebuie să fie satisfăcută legea lui Kirchhoff pentru curenții electronic și ionic în circuitul sondei duble.

În metoda sondei duble în orice moment curentul total datorat electronilor și ionilor pozitivi care se îndreaptă din plasmă către sistemul celor două sonde trebuie să fie nul, adică:

$$i_{+1} - i_{-1} - i_{-2} + i_{+2} = 0 \qquad (11)$$

unde: i_{-1} și i_{-2} sunt curenții electronici ai sondelor (1) și (2).

Intensitățile celor doi curenți electronici vor fi dați de relații de tip Boltzmann:

$$i_{-1} = A_1 j_{01} \exp\left(-\frac{eV_1}{kT_-}\right) \qquad (12)$$

și

$$i_{-2} = A_2 j_{02} \exp\left(-\frac{eV_2}{kT_-}\right) \qquad (13)$$

unde: j_{02} și j_{02} = densitățile de curenți electronici la marginea fiecărui strat de perturbare; A_1 și A_2 = suprafețele care delimitează aceste straturi – acestea se consideră egale cu suprafețele sondelor; k = constanta lui Boltzmann.

În figura 4 este prezentată diagrama potențialelor pentru sonda dublă. Din figură se observă că:

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

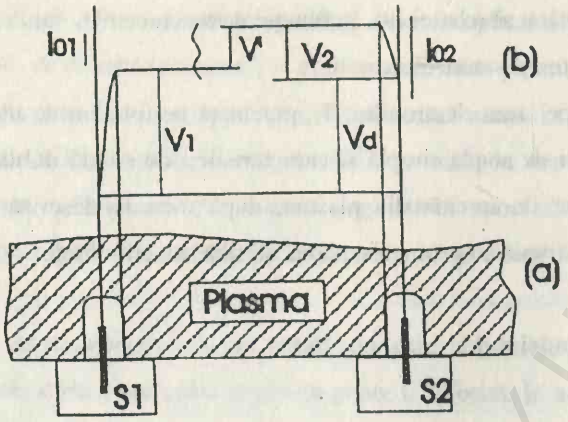


Figura 4

$$V_1 + V' = V_2 + V_d \tag{14}$$

unde: V_1 = potențialul sondei (1); V_2 = potențialul sondei (2); V' = potențialul inițial; V_d = potențialul măsurat între cele două sonde.

Într-un punct al caracteristicii sondei

$$i_d = i_{p1} - i_{01} = i_{p2} - i_{02} \tag{15}$$

iar pe de altă parte

$$i_{-1} - i_{-2} = i_{+1} + i_{+2} = I_p \tag{16}$$

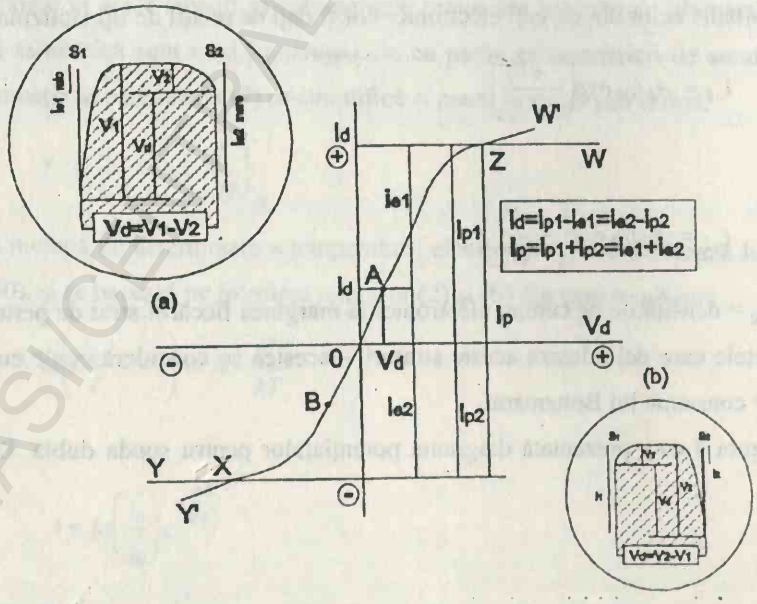


Figura 5. Indicii p și e asociați diferitelor mărimi se referă la sarcini (+) respectiv la sarcini (-)

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Din relațiile (12) ÷ (15) curentul i_{-1} se poate pune sub forma:

$$i_{-1} = A_1 j_{01} \frac{i_{-2}}{A_2 j_{02}} exp\left[-\phi(V_d - V')\right] \tag{17}$$

unde $$\phi = \frac{e}{kT_-} = \frac{11600}{T_-}$$

Introducând relația (17) în relația (16) rezultă:

$$\frac{I_p}{i_{-2}} = 1 - \frac{A_1 j_{01}}{A_2 j_{02}} exp\left[-\phi(V_d - V')\right] \tag{18}$$

Notând $\alpha = \frac{I_p}{i_{-2}} - 1$ și $\beta = \frac{A_1 j_{01}}{A_2 j_{02}} exp(\phi V')$ din (18) se obține:

$$\alpha = \beta exp(\phi V_d) \tag{19}$$

Logaritmând și ținând cont de expresia lui ϕ se obține expresia:

$$ln\alpha = ln\beta - \frac{11600}{kT_-} V_d \tag{20}$$

care are panta: $$m = \frac{11600}{T_-} \tag{21}$$

2. Montajul experimental și modul de lucru

Montajul experimental este prezentat în fig.6

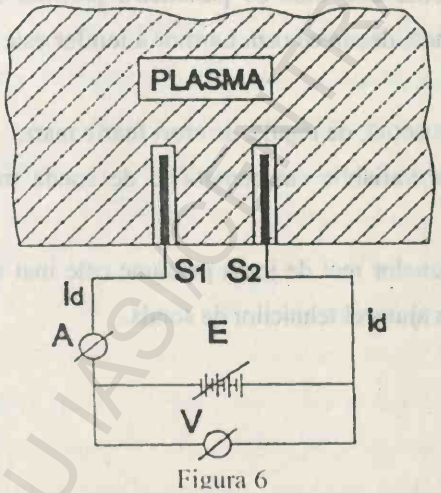


Figura 6

În montaj E este sursa de tensiune continuă cu posibilitatea de inversare a polarității; A este ampermetrul pentru măsurarea curentul i_d; V este voltmetrul pentru măsurarea tensiunii V_d aplicată între sonde.

Se determină curenții ionici i_{-1} și i_{-2} aplicând direct și apoi invers tensiuni mari V_d pe sonde (corespunzătoare curenților de saturație).

Se dau apoi diferite valori tensiunii V_d de pe sonda dublă și se măsoară curentul i_d corespunzător. Datele se trec într-un tabel de forma:

BCU IAȘI - CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

V_d	i_d	i_{-2}	α	$\ln \alpha$

Observații:

Așa cum arătam încă la începutul prezentării metodelor de sondă, folosirea tehnicilor de diagnosticare a plasmelor care implică prezența sondelor trebuie făcută cu foarte multă precauțiune, ținându-se seama de foarte multe aspecte de ordin experimental și teoretic, dintre care sunt întâlnite mai frecvent:

a) curentul din circuitul de sondă trebuie să fie cu mai multe ordine de mărime mai mic decât curentul electric care circulă prin plasmă;

b) distribuția energetică a purtătorilor de sarcină din plasmă trebuie să fie maxwelliană. În caz contrar se va folosi metoda Druyvesteyn;

c) plasmele diagnosticate trebuie să fie plasme de presiune joase pentru a se îndeplini condiția ca drumul mediu liber al purtătorilor de sarcină să fie mult mai mare decât raza sondei și raza stratului de sarcină spațială din jurul sondei;

d) temperatura sondei și potențialul ei trebuie să fie astfel încât să nu favorizeze emisia electronilor secundari din sondă;

e) concentrațiile mari ale atomilor metastabili determină abateri de la teoria prezentată;

f) parte electronică a caracteristicii de sondă este puternic influențată de prezența câmpurilor magnetice; în afara cazurilor în care această influență este bine cunoscută și este luată în considerație din punct de vedere teoretic, este bine ca parametrii plasmei să se determine din parte ionică a caracteristicii de sondă, deoarece raza Larmor a ionilor este mult mai mare decât raza Larmor a electronilor;

g) determinarea temperaturii ionilor este însoțită, de regulă, de erori foarte mari;

h) în cazul plasmelor pulsante temporar variabile caracteristicile de sondă trebuie obținute foarte repede.

Literatura de specialitate arată că în plasmelor reci de joasă presiune cele mai multe date experimentale despre plasmă s-au obținut cu ajutorul tehnicilor de sondă.

3. Prelucrarea datelor expermentale

a) Se calculează $I_p = i_{+1}+i_{-2}$;

b) Se determină i_{-2} din relația $i_{-2}=i_{-2}+i_d$ și se completează coloana corespunzătoare din tabel;

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

c) Se calculează α folosind relația $\alpha = \frac{I_p}{I_{-2}} - 1$ și apoi ln α. Aceste valori se trec de asemenea în tabel;

d) Se reprezintă grafic ln α = f(V_d), adică relația (20), iar din grafic se determină panta m. Folosind panta m astfel determinată și relația (21) se poate calcula temperatura electronilor din plasmă:

$$T_- = \frac{11600}{m} \tag{22}$$

unde T_- este în K dacă panta este în V^{-1}.

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea Nr. 7

DETERMINAREA CONDUCTIVITAȚII ELECTRICE A PLASMEI

1. Teoria lucrării

Fenomene care conduc la apariția purtătorilor de sarcină. În afara interacțiunilor elastice din plasma, de mult mai mare importanță sunt interacțiunile inelastice, în special acelea care conduc la apariția sau la dispariția purtătorilor de sarcină. În cadrul acestor procese energia cinetică totală a perechilor de particule variază ca rezultat al modificării energiei interne a unuia sau a ambilor parteneri de interacțiune.

a) IONIZAREA

Fenomenul de ionizare este esențial în apariția purtătorilor de sarcină din plasmă. Funcție de chimia reacției el poate fi de mai multe feluri și este determinat de partenerii de interacțiune, care pot să difere esențial de la o reacție la alta.

Fotoionizarea se caracterizează prin tranzițiile "legat-liber" ale electronilor din atom sau din moleculă, conform relației:

$$h\nu = \left(eV_i + k^2\right)$$

unde V_i este potențialul de ionizare, iar k^2 este suma energiilor cinetice ale electronului și ionului pozitiv, rezultați în procesul de fotoionizare. Ionul este totdeauna, mult mai greu decât electronul, astfel că, ținând seama de legea de conservare a impulsului, aproape întreaga energie cinetică, k^2 este preluată de electron.

Direcțiile de investigare experimentală a procesului de fotoionizare, se reflectă la trei probleme importante:

1. determinarea pragului energetic al procesului;
2. determinarea probabilității de tranziție, funcție de energie;
3. determinarea produșilor de fotoionizare.

În realizarea experimentului trebuie pornit de la faptul că, pentru marea majoritate a sistemelor atomice, potențialele de ionizare, V_i sunt mai mari de 4 volți. Trebuie, deci să se folosească tehnicile spectroscopiei de ultraviolet în vid, optica de cuarț fiind bună numai pentru cazul atomilor metalelor alcaline. Literatura de specialitate cunoaște mai multe metode experimentale, ca de exemplu:

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

a. spectroscopia de absorbție;

b. camerele de ionizare;

c. măsurările de flux fotonic (în special în ultraviolet);

d. spectrometria de masă;

e. metoda spectrului de recombinare;

f. metoda potențialului electric retardant;

g. metoda fasciculelor atomice și moleculare.

Ionizarea prin ciocniri electronice.

Dacă în cadrul interacțiunii electron-neutru, energia cinetică a electronului este mai mare ca energia de ionizare a neutrului se realizează ionizarea neutrului. De regulă, secțiunea eficace de ionizare prin ciocniri electronice, σ_i, crește cu creșterea energiei, atinge un maxim relativ larg și apoi scade. La valori mari ale densității curentului electric din plasmă, devin importante și ionizările datorate ciocnirilor electron-neutru excitat. Secțiunea eficace de ionizare are valori mari, în cazul ciocnirilor electron-metastabil.

Prezența în plasmă a electronilor rapizi, cu energii de ordinul a 10^4eV, poate detrmina eliberarea electronilor în straturile interioare ale atomului. Deși procesul are o rată de reacție mică, ținând seama de ionizarea suplimentară cauzată de electronii secundari, rezultați din reacție, și de ionizarea suplimentară, provocată de radiațiile X emise la rearanjarea electronilor în atom, acest proces de ionizare poate conta în bilanțul total al ionizării. Tot la energii mari ale electronilor din plasmă poate apărea disocierea moleculelor, însoțită de ionizarea unuia dintre atomii rezultați.

Teoria ionizării atomilor și moleculelor prin ciocniri electronice este dată în cartea lui Bethe (1930), a lui Matt și Massey (1952), și în cea a lui McDaniel (1964).

Cele mai multe date experimentale, despre secțiunea eficace de ionizare prin ciocniri electronice, au fost obținute prin trecerea unui fascicul monoenergetic de electroni prin gazul de studiat și măsurarea curentului ionic ce ia naștere, ca rezultat al ionizării gazului. Măsurarea secțiunii eficace de ionizare a metastabililor are la baza metoda fasciculelor modulate, încrucișate (vezi Popescu, Iova, Toader: 1981). Datele experimentale, despre secțiunea eficace de ionizare prin ciocniri electronice, obținute până în anul 1930, erau contradictorii și nereproductibile. După acest an, odată cu îmbunătățirea tehnicilor experimentale, s-au obținut date experimentale demne de încredere.

Datorită dificultăților foarte mari de măsurare a valorilor absolute ale secțiunii eficace de ionizare, de obicei, se fac măsurări de valori relative (Dunn și Kiefnn, 1966). În situația în

BCU "ASCENTA" UNIVERSITY LIBRARY

care s-au putut face măsurări absolute, acestea au fost folosite ca standarde de referință, de către alți cercetători.

Literatura de specialitate cuprinde mai puține date referitoare la ionizarea neutrilor prin ciocniri ionice. Curba eficienței de ionizare prin ciocniri ionice are aproximativ aceeași formă, ca și în cazul ionizării electronice. Scara energiilor este însă mult extinsă din cauza masei mari a ionilor. Maximul secțiunilor eficace de ionizare prin ciocniri ionice se obține pentru energii de ordinul zecilor de KeV și este de mare importanță, în cazul plasmelor de fuziune termonucleară, prin injecția unor fascicule de mare energie, care contribuie la creșterea temperaturii plasmei. Ionizarea ionică prezintă interes și pentru astrofizică.

Cele mai multe studii experimentale asupra ionizării ionice se bazează pe înregistrarea ionilor, (sau a electronilor) lenți, care apar în procesul de ionizare. În cazul în care se presupune că apar ioni multiplu ionizați, trebuie făcută o analiză de masă. De asemenea, trebuie să se țină seama și de posibilitatea transferului de sarcină.

b) Atașarea electronică

Fenomenul de atașare a unui electron la un neutru, care duce la aparitia ionilor negativi, este caracteristic, în special, gazelor a căror particule au păturile electronice exterioare aproape complete. Energia de formare a unui ion negativ se numește "energie de afinitate". Gazele care prezintă o afinitate mare au energia de afinitate, cuprinsă în domeniul energetic variabil, de la zero la 3,5 eV. Atomii cu pături electronice complete nu formează ioni negativi, (cazul gazelor nobile). Tehnicile experimentale obișnuite, de măsurare a coeficienților de atașare electronică, implică trecereea electronilor prin gazul țintă și măsurarea atenuării fasciculului electronic, datorată atașării electronilor la neutri. Lazier (1934), a dezvoltat tehnica fasciculelor de electroni, care a fost ulterior îmbunătățită de Bucelnikova (1952). De asemenea, Schultz (1962), a folosit aceeași tehnică pentru studiul fenomenului de atașare electronică. Alte tipuri de experiențe, care implică roiurile de electroni, au fost realizate de Herreng (1952), Doehring (1952), McAfee (1955), Kuffel (1959), Huxley (1959), etc. Biondi (1951), a sugerat măsurarea coeficientului de atașare electronică, prin determinarea evoluției temporale de variație a densității purtătorilor de sarcină, dintr-o plasmă postluminescentă, folosind tehnica de microunde.

c) Disocierea ionică

O moleculă, (AB), se poate disocia, nu numai în două fragmente neutre, A și B, ci și în doi ioni, A^+ și B^-, care se pot afla și în stare excitată. Relația energetică a procesului este:

$$W_m = W_A + W_B + D_{AB} + W_{mim}$$

unde, W_m este energia necesară excitării moleculei (AB), din starea de bază, într-o stare energetică superioară. W_A și W_B sunt energiile de excitare ale atomilor rezultați, D_{AB} este energia de disociere, iar W_{mim} este energia minimă a mișcării relative a ionilor. Măsurând energiile W_m și W_{mim} putem obține informații despre energia de disociere, D_{AB}, și despre natura produșilor de disociere.

d) Detașarea electronică

Detașarea electronului din ionul negativ poate fi reprezentată cu ajutorul relației:

$$A^- + B \rightarrow A + B + e$$

Electronul este eliberat în timpul ciocnirii, în momentul când distanța dintre nuclee este atât de mică, încât nu mai pot să rețină excesul de electroni, (vezi Bates și Massey, 1953). Date demne de încredere, despre secțiunea eficace a procesului de detașare electronică nu există, deși s-au făcut multe încercări experimentale.

e) Ionizarea Penning

În multe plasme pot să apară atomi excitați cu timpul de viață foarte mare (metastabili). La ciocnirea dintre un metastabil, A^m și un atom în stare normală, B, poate să apară ionizarea atomului conform relației:

$$A^m + B \rightarrow A + B^+ + e$$

Condiția de realizare a reacției este ca energia stării metastabile a atomului "A", să fie mult mai mare decât energia de ionizare a atomului "B". Secțiunea eficace a procesului este atât de mare, încât mici adaosuri de gaz ionizat pot să producă efecte importate asupra gazului principal. Deoarece, fenomenul a fost studiat, pe larg de Penning, el a că pătat denumirea de "ionizarea Penning". Un exemplu de amestec, care are asemenea proprietăți, este gazul HeG.

Ciocnirile dintre doi metastabili, (identici sau diferiți), pot, de asemenea, să ducă la ionizarea unuia din partenerii de reacție. Fenomenul a fost studiat pe larg de Biondi.

2. Montajul experimental

Fie o plasmă cilindrică de lungime l și secțiune transversală S, străbătută de curentul I. După cum se știe conductivitatea electrică este:

$$\sigma = \frac{l}{V} \qquad (1)$$

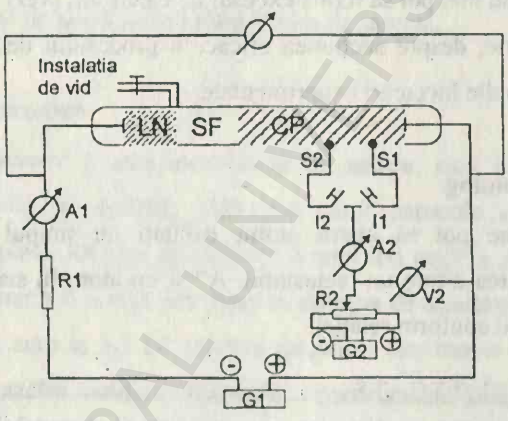
BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde: j= densitatea de curent, iar E = intensitatea locală a câmpului electric. Considerând că plasma este omogenă și se află în câmp electric omogen atunci relația (1) devine:

$$\sigma = \frac{Il}{SU} \qquad (2)$$

unde U este tensiunea măsurată la capetele plasmei de lungime l, iar S secțiunea plasmei.

Dispozitivul experimental este prezentat în fig.1, și cuprinde: instalația de vid; un tub de descărcare cu două sonde cilindrice din fir de wolfram montate în linie având distanța l dintre ele. Sondele sunt astfel poziționate încât acestea să fie plasate în coloana pozitivă a descărcării; un generator G_1 de înaltă tensiune pentru aprinderea descărcării; o sursă de tensiune G_2 continuă, stabilă și reglabilă între $0 \div 600V$ pentru alimentarea circuitului sondelor; semnificația simbolurilor este: A_1=miliampermetrul; A_2=ampermetrul; V_1=kilovoltmetrul;



3. Modul de lucru

1. Se videază tubul până când presiunea ajunge $0,5 \div 0,8$ torri.

2. Mărind tensiunea sursei G 1 până se aprinde descărcarea; dacă nu se aprinde descărcarea se micșorează presiunea până se obține descărcarea;

3. După obținerea descărcării se modifică tensiunea și eventual și presiunea până se obține o coloană pozitivă cu strălucirea cât mai uniformă pe toată lungimea ei. Se notează curentul i_1 indicat de miliampermetrul A_1 și tensiunea de ardere U_a corespunzătoare indicată de kilovoltmetrul V_1.

4. Cu întrerupătoarele k_1 și k_2 deschise se fixează o tensiune între $400 \div 450V$. Această tensiune negativează sondele față de anod având rolul de a limita curenții electronici care apar în momentul închiderii întrerupătoarelor k_1 și k_2. Se închide întrerupătorul k_1, adică se cuplează sonda S_1, și se determină potențialul locului V_1 (prin metoda de la lucrarea

BUCUREȘTI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

"Diagnosticarea plasmei prin metoda sondei electrice"); apoi se închide întrerupătorul k_2, adică se cuplează sonda S_2 și se determină potențialul locului V_2.

Pentru determinarea lui V_1 și V_2 se poate folosi și metoda următoare: Se cuplează sonda S_1 se stabilește curentul I_S și se notează tensiunea V_1' indicată de voltmetrul V_2. Se cuplează apoi sonda S_2 și se modifică tensiunea de la sursa G_2 până când se obține prin circuit același curent I_S; se notează valoarea acestei tensiuni V_2'. Diferența dintre aceste două tensiuni este egală cu diferența între potențialele locului

$$U=V_2-V_1=V_2'-V_1' \qquad (3)$$

egalitate care poate fi stabilită folosind diagrama calitativă din fig.2.

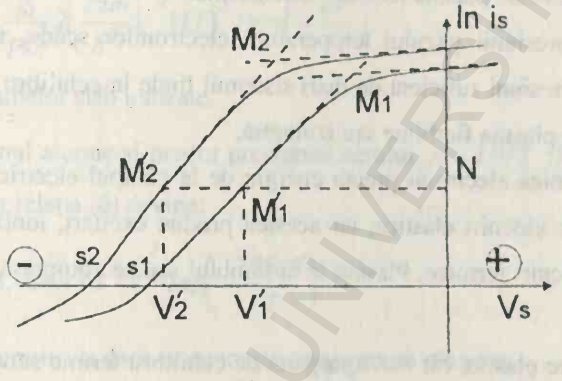


Figura 2

În diagramă punctul N corespunde curentului i_s, iar diferența dintre abscisele punctelor M_1 și M_2 este egală cu diferența dintre abscisele punctelor M_1' și M_2'.

5. Se repetă operațiile anterioare de 10 ori.

4. Prelucrarea datelor experimentale

La fiecare determinare se determină tensiunea $U=V_2-V_1$ și apoi folosind formula (2) se calculează σ. În formula (2) suprafața S este $S = \frac{\pi d^2}{4}$

unde d este diametrul plasmei cilindrice care este practic egal cu diametrul interior al tubului folosit, iar l este distanța dintre sonde.

Datele obținute se vor prelucra statistic.

BCU "MIRCEA CEL BĂTRÂN" CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

DETERMINAREA TEMPERATURII ŞI A GRADULUI DE IONIZARE A PLASMEI FIERBINŢI

1. Teoria lucrării

În plasmele obişnuite ale descărcărilor luminescente de joasă presiune temperatura electronilor T_e este mult mai mare decât temperatura gazului T_g, gaz poate fi parţial sau total ionizat iar acesta se numeste plasma rece sau neizotermă.

La creşterea presiunii gazului temperatura electronilor scade, temperatura gazului creşte astfel încât la presiuni suficient de mari sistemul tinde la echilibru termic adică $T_e=T_g$, iar plasma se numeşte plasma fierbinte sau izotermă.

În plasmă termica electronii preiau energie de la câmpul electric pe care o transfera particulelor grele prin ciocniri elastice, iar acestea produc excitări, ionizări şi disocieri prin ciocniri reciproce-ciocniri termice. Plasma în ansamblul său se comportă ca un corp fierbinte de temperatura T.

Pentru a obţine plasma cât mai apropiată de echilibru termic sunt necesare atât valori mari pentru presiune cât şi pentru energia electrică transferată spaţiului de descărcare în unitatea de timp. Pentru a realiza aceasta se foloseşte descărcarea în impulsuri de mare putere cu o frecvenţă convenabil aleasă - ex.: generator de arc în impulsuri (ca în lucrarea de faţă).

După cum se ştie ecuaţia lui Saha este de forma:

$$\frac{n_1}{n_0} n_e = \frac{g_1}{g_0} g_e \left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{3/2} exp\left(-\frac{eV_i}{kT}\right) \qquad (1)$$

unde: n_i= concentraţia particulelor ionizate din plasmă; n_0= concentraţia neutrilor înainte de obţinerea plasmei; n_e= concentraţia de electroni; g_i, g_0, g_e sunt ponderile statistice ale ionilor neutri, atomilor neutri şi electronilor; T= temperatura plasmei; m= masa electronilor; h= constanta Planck; e= sarcina electronului; k= constanta Boltzmann; V_i= potenţialul de ionizare. Înmulţind termenul stâng al relaţiei (1) cu presiunea totală

$$p = (n_0 + n_i + n_e)kT \qquad (2)$$

şi cum $n = n_0 + n_i = n_0 + n_e$ se obţine

$$\frac{n_i n_e}{p n_0} p = \frac{n_i n_e}{(n+n_i)(n-n_i)} \frac{p}{kT} = \frac{n_i n_e}{n^2 - n_i^2} \frac{p}{kT} \qquad (3)$$

BCU IAŞI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Notând cu n concentrația inițială (a neutrilor), cu α gradul de ionizare a plasmei, care pentru o plasmaă cu ioni simpli este

$$\alpha = \frac{n_i}{n} = \frac{n_e}{n} \tag{4}$$

și introducând în (3) se obține pentru ecuația lui Saha relația

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} p = \frac{g_i}{g_0} 2\left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{3/2} kT \exp\left(-\frac{eV_i}{kT}\right) \tag{5}$$

unde am considerat $g_0 = 2$.

Dacă $\alpha << 1$, ecuația lui Saha (5) se poate scrie

$$\alpha^2 = \frac{g_i}{pg_0} 2\left(\frac{2\pi m}{h^2}\right)^{3/2} (kT)^{5/2} \exp\left(-\frac{eV_i}{kT}\right) \tag{6}$$

valabilă în cazul plasmelor slab ionizate.

Pentru oxigenul atomic și pentru presiunea aerului $p = 1{,}013 \cdot 10^5\ Pa$, ținând cont de valoarea constantelor relația (6) devine:

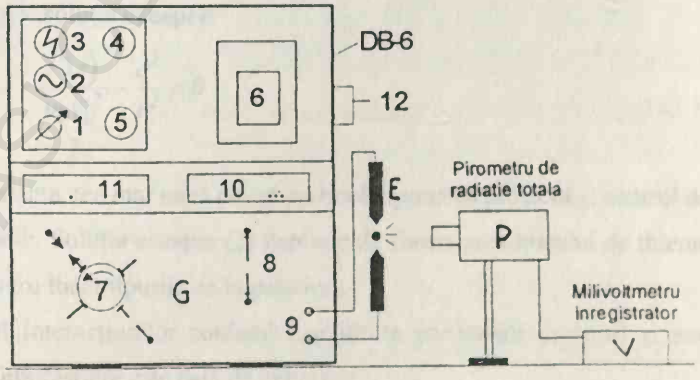
$$\alpha = 5{,}408 \times 10^{-4} T^{\frac{5}{4}} \exp\left(-\frac{78850}{T}\right) \tag{7}$$

de unde se poate determina α dacă se cunoaște temperatura plasmei.

2. Montajul experimental și modul de lucru

În lucrarea de față temperatura plasmei va fi măsurată prin pirometrie optică.

Montajul experimental folosit este cel din fig.1 format din: generatorul de arc în impulsuri G, electrozi din cărbune E, pirometrul optic P și milivoltmetrul V.



BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

1) Se vor face 10 determinări ale temperaturii arcului (plasmei) pentru valori ale curentului (I) cuprinse între 2 şi 10 A.

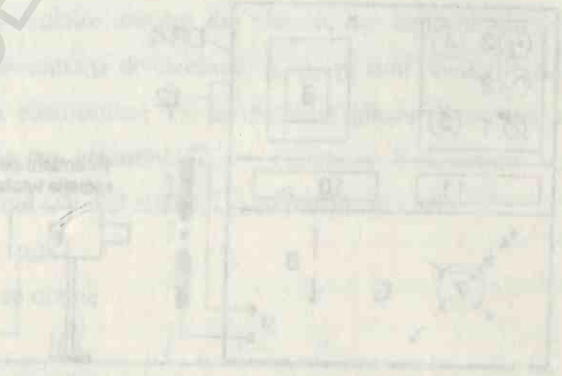
3. Prelucrarea datelor experimentale

1) Folosind cele 10 determinări se va determina gradul de ionizare a plasmei cu relaţia (7);

2) Se va reprezenta grafic T=T(I) şi $\alpha = \alpha(T)$;

3) Încercaţi să estimaţi la ce temperatură gradul de ionizare ajunge la 100%;

4) Care este în acest caz ponderea ionilor bivalenţi?



BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea Nr. 9

DETERMINAREA SECȚIUNII EFICACE DE CIOCNIRE ELECTRON-ION

1. Teoria lucrării

Considerând că particulele interacționează nerelativist, prin intermediul unui potențial sferic simetric (forțele sunt centrale). Vom prezenta principalele rezultate, care au fost obținute, atât în cadrul teoriei clasice, cât și în cadrul teoriei cuantice.

A. Rezultatele teoriei clasice.

Folosirea sistemului centrului de masă este preferată, deoarece geometria spațială a ciocnirii din sistemul laboratorului, se reduce la o geometrie plană. În cazul forțelor centrale, interacțiunea binară apare în sistemul centrului de masă ca mișcarea unei particule ipotetice, cu masa redusă m_r, într-un câmp de forțe centrale, astfel că unghiul de împrăștiere este dat de relația:

$$\chi(v_0,b) = \pi - 2b\int_{r_a}^{\infty} \frac{\frac{dr}{r^2}}{\left[1-\frac{V(r)}{\frac{m_r V_0^2}{2}}-\frac{c^2}{r^2}\right]^{1/2}} \qquad (1)$$

unde v_0 este viteza inițială a particulei proiectil, care are masa egală cu m; c este parametru de ciocnire, iar r_a este soluția ecuației:

$$1-\frac{V(r)}{\frac{m_r V_0^2}{2}}-\frac{c^2}{r^2}=0 \qquad (2)$$

și reprezintă distanța cea mai mică dintre particula ipotetică proiectil și centrul de forțe.

Observație. Soluția ecuației (2) depinde de forma potențialului de interacțiune. V(r) și ea nu există pentru toate tipurile de împrăștieri.

În cazul interacțiunilor coulombiene dintre particulele proiectil și particulele țintă, intensitatea de împrăștiere este dată de expresia:

BCU ASE CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$I(x)d\Omega_{CM} = \left|\frac{b}{\sin x}\frac{db}{dx}\right| d\Omega_{CM} = \left(\frac{Zze^2}{4\pi\varepsilon_0 m_r v_0^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{x}{2}} d\Omega_{CM} \quad (3)$$

Introducând acest rezultat pentru intensitatea de împrăștiere, în expresia:

$$\sigma_C = \int d\sigma_C(\theta,\varphi) = \iint I_C(\theta,\varphi)d\Omega_{Lab} = \int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} I_C(\theta,\varphi)\sin\theta d\theta d\varphi \quad (4)$$

a secțiunii eficace de ciocnire și, ținând seama de faptul că în cazul interacțiunii coulombiene, împrăștierea este independentă de unghiul azimutal φ, ca în relația:

$$I_C(\theta,\varphi)d\Omega_{Lab} = I_C(\chi,\varphi)d\Omega_{CM} \quad (5)$$

Menținem pentru secțiunea eficace σ_c, de interacțiune coulombiană pură, relația:

$$\sigma_C = 2\pi\int_0^{\pi}\left(\frac{e^2 Zz}{4\pi\varepsilon_0 m_r v_0^2}\right)^2 \frac{\sin x dx}{\sin^4 \frac{x}{2}} \to \infty \quad (6)$$

Relațiile (5) și (6) nu au suport experimental. Valoarea infinită a secțiunii eficace de interacțiune pur coulombiană, rezultă din faptul că, interacțiunile coulombiene pure se manifestă până la infinit. În realitate, așa cum am arătat, interacțiunile dintre purtătorii de sarcină din plasmă, se fac prin intermediul potențialului coulombian ecranat dat de expresia:

$$V(r) = \frac{Z_a q_a}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{1}{r}\cdot e^{-r/r_D} \quad (7)$$

ceea ce conduce la valori finite ale secțiunii eficace σ_c.

Pentru obținerea expresiei secțiunii eficace de ciocnire, în cazul când particulele cu sarcini electrice interacționează prin intermediul potențialului coulombian ecranat de forma (7), se folosește o cale mai simplă, decât cea care se folosește în cazul potențialului coulombian pur. Astfel, consecința corelației spațiale dintre purtătorii de sarcină din plasmă este aceea că, pe distanțe de separare mai mari, decât lungimea Debye nu au loc interacțiuni între purtătorii de sarcină. Rezultă că, valoarea maximă a parametrului de ciocnire, este dată de lungimea Debye. Interacțiunile coulombiene ecranate, dintre purtătorii de sarcină din plasmă sunt caracterizate de următoarea expresie a secțiunii eficace microscopice a transferurilor de impuls:

$$\sigma_C^m = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{e^2 Z}{\varepsilon_0 m_r v_0^2}\right)^2 \int_0^{\pi} \frac{d\left(\sin\frac{x}{2}\right)}{\sin^4 \frac{x}{2}} \quad (8)$$

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În cazul ciocnirilor electron-ion (electronii fiind particulele proiectil rapide și ionii fiind particulele țintă lente) din plasmă se obține:

$$\sin\frac{\chi}{2} \cong \tan\frac{\chi}{2} = ctg(\Theta_0)_{max} = \frac{e^2 Z}{4\pi\varepsilon_0 m_r v_0^2}\left(\frac{e^2 N}{q_0 kT}\right)^{1/2} = \frac{e^2 Z}{4\pi\varepsilon_0 m_r v_0^2}\cdot\frac{1}{C_{max}} \qquad (9)$$

Înlocuind această valoare a lui $\sin\frac{\chi}{2}$ în relația (8), rezultă:

$$\sigma_t^m = \frac{e^2 Z}{4\pi\varepsilon_0^2 m_r^2 v_0^2}\cdot \ln\Lambda \qquad (10)$$

unde: $$\Lambda = \frac{4\pi\varepsilon_0 m_r v_0^2}{e^2 Z}\left(\frac{\varepsilon_0 kT_-}{e^2 N_-}\right)^{1/2} \qquad (11)$$

Pentru plasmele de interes practic, temperatura componentei electronice a plasmei nu este mai mică de 10^3K, iar densitatea purtătorilor de sarcină nu depășește 10^{20}m^{-3}.

B. Rezultatele teoriei cuantice.

Sunt situații în care purtătorii de sarcină din plasmă, în special componenta ionică, nu satisfac condiția:

$$U - D = V' - V'' \qquad (12)$$

de folosire a teoriei clasice a ciocnirilor. În toate aceste cazuri, care corespund valorilor mici ale temperaturii și valorilor mari ale densității, se folosește teoria cuantică.

O descriere detaliată a interacțiunilor elastice dintre particule, în cadrul formalismului cuantic poate fi găsită în lucrările lui Massey și Burhop (1952), Matt și Massey (1952), Schiff (1955), Burhop (1961) și Massey (1956). În cadrul formalismului cuantic de analiză a împrăștierii elastice, particulele proiectil sunt reprezentate printr-un pachet de unde care se împrăștie în timpul deplasării sale. Descrierea clasică și descrierea cuantică conduc la aceleași rezultate dacă se îndeplinesc condițiile:

1. lungimea de Broglie atașată particulelor proiectil este mică în comparație cu r Debye;
2. deflexiile particulelor proiectil de la direcția inițială de deplasare nu trebuie mascate de împrăștierea pachetului de unde.

În cadrul teoriei cuantice, se consideră funcția de undă $\Psi(r_m, r_M; t)$, astfel încât mărimea $\Psi(r_m, r_M; t)^2 dr_m^3 dr_M^3$ este probabilitatea ca la timpul t, particula m să se afle în

BCU "ȘTEFAN CEL MARE" UNIVERSITY LIBRARY

elementul de volum d^3r_m, iar particula M să se afle în elementul de volum d^3r_M. Funcția de undă satisface ecuația Schrödinger dependentă de timp:

$$-i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_m^2\psi+\frac{\hbar^2}{2M}\nabla_M^2\psi-V(r_m,r_M)\psi \tag{13}$$

În cazul forțelor centrale putem considera $r=r_m-r_M$ și notând cu R poziția centrului de masă, ecuația (13) se scrie:

$$-i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_R^2\psi+\frac{\hbar^2}{2m_r}\nabla_M^2\psi-V(r)\psi \tag{14}$$

Prin separarea variabilelor, funcția de undă $\Psi(r,R;t)$ este de forma:

$$\psi(r,R;t)=F(r;t)G(R;t) \tag{15}$$

Substituind funcția $\Psi(r,R;t)$, dată de relația (15), în ecuația (14), obținem următoarele două ecuații:

$$-i\hbar\frac{\partial F}{\partial t}=\frac{\hbar^2}{2m_r}\nabla_r^2F-V(r)F+CF \tag{16}$$

și

$$-i\hbar\frac{\partial G}{\partial t}=\frac{\hbar^2}{2m_t}\nabla_R G-CG \tag{17}$$

unde $m_t=m+M$, iar C este o constantă. Considerând mai departe

$$F(r;t)=f(r;t)e^{iC_t/\lambda} \tag{18}$$

și:

$$G(R;t)=g(R;t)e^{iC_t/\lambda} \tag{19}$$

rezultă următoarele ecuații:

$$-i\hbar\frac{\partial f(r,t)}{\partial t}=\frac{\hbar^2}{2m_r}\nabla^2 f(r,t)-V(r)f(r,t) \tag{20}$$

și:

$$-i\hbar\frac{\partial g(R,t)}{\partial t}=\frac{\hbar^2}{2m_t}\nabla^2 g(R,t) \tag{21}$$

Observăm că funcția de undă poate fi exprimată sub forma:

$$\psi(r,R;t)=f(r;t)g(R;t) \tag{22}$$

unde funcțiile f și g satisfac ecuațiile (20) și respectiv (21).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Ecuația (20) este ecuația undelor și descrie comportarea particulelor care interacționează în sistemul centrului de masă. Ca și în cazul clasic, mișcarea poate fi privită ca mișcarea unei particule ipotetice cu masa m_r, față de un centru de împrăștiere. Ecuația (21) descrie mișcarea centrului de masă al particulelor, în terneni de mișcare a unei particule libere cu masa m_t, în sistemul de laborator.

Fasciculul incident de particule proiectil, monoenergetic, poate fi reprezentat, în sistemul centrului de masă, printr-o undă plană unde C este amplitudinea, χ este numărul de undă, iar ω este frecvența unghiulară. Aceste mărimi sunt date de relațiile:

$$\chi = \frac{2\pi}{2} = \frac{m_r v_0}{\hbar} \cdot \frac{(2m_r W_0)^{1/2}}{\hbar} \tag{23}$$

și

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{W_t}{\hbar} \tag{24}$$

Deoarece am formulat împrăștierea ca o problemă a unei stări staționare, putem neglija dependența de timp, așa că funcția de undă, independentă de timp este:

$$\psi_{inc}(r,\chi) = Ce^{i\chi z} \tag{25}$$

Raționamente similare celor de mai sus conduc la următoarea formă a funcției de undă a particulelor împrăștiate:

$$\psi_{imv}(r,\chi) = \frac{C}{r} e^{i\chi z} f(\chi) \tag{26}$$

astfel că, funcția de undă totală are forma asimptotică:

$$\psi(r,\chi) = \psi_{inc} + \psi_{imp} \approx e^{i\chi z} + \frac{e^{i\chi z}}{r} f(\chi) \tag{27}$$

și satisface ecuația:

$$\nabla^2\psi + \left[k^2 - U(r)\right] = 0, \tag{28}$$

unde:

$$k = \frac{(2m_r W_t)^{1/2}}{\hbar}. \tag{29}$$

iar:

$$U(r) = \frac{2m_r V(r)}{\hbar^2} \tag{30}$$

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Deoarece $\psi_{inc} \cdot \psi_{inc}^{*} = |\psi_{inc}|^2 = 1^2$, ținând seama de relația (26), se obține pentru intensitatea de împrăștiere, $I_c(\chi)$, expresia:

$$I_C(\chi) = |f(\chi)|^2 \tag{31}$$

Aceasta înseamnă că, pentru determinarea secțiunii eficace, σ_e, este nevoie doar de cunoașterea formei asimptotice a funcției undelor împrăștiate. Pentru aceasta trebuie rezolvată ecuația (28) în cadrul metodei undelor parțiale (energii mici) și în cadrul aproximației Bohr (energii mari).

a) Metoda undelor parțiale

În cadrul acestei metode se rezolvă ecuația (28) prin metoda separării variabilelor și se obține expresia asimptotică:

$$\psi \cong \sum_{l=0}^{\infty} A_l P_l(\cos\chi) \frac{\sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_l\right)}{kr} \tag{32}$$

unde $A_l = (2l+1)i^{l}e^{i\eta l}$, sunt polinoamele Legendre, l este numărul cuantic unghiular; μ_l este deplasarea de fază. Cunoscând și forma asimptotică a undei plane incidente, dată de expresia:

$$\psi_{INC} \cong e^{ikz} \cong \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^{l} P_l(\cos\chi) \frac{\sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)}{kr} \tag{33}$$

se obține expresia undei împrăștiate:

$$\psi_{INP} \cong \sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{kr} P_l(\cos\chi) \left[A_l \sin\left(kn - \frac{l\pi}{2} + \eta_l\right) - (2l+1) i^{l} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) \right] \tag{34}$$

Deoarece unda împrăștiată trebuie să fie de forma $\left(e^{ik\Omega/r}\right) f(x)$, comparând această expresie cu expresia (34) se obține:

$$f(\chi) \cong \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\left(e^{2i\eta_l} - 1\right) P_l(\cos\chi) \tag{35}$$

Intensitatea de împrăștiere este astfel dată de expresia:

$$I_C(\chi) = |f(\chi)|^2 = \frac{1}{k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\eta_l} \sin\eta_l P_l(\cos\chi) \right|^2 \tag{36}$$

Iar, secțiunea eficace microscopică de împrăștiere elastică este dată de expresia:

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\sigma_C = \frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2\eta_l \qquad (37)$$

Metoda undelor parțiale își are originea în analiza făcută de Rayleigh pentru împrăștierea undelor sonore pe obstacole sferice și a fost aplicată, pentru prima dată de Faxen și Holtsmark (1927), pentru cazul ciocnirilor atomice. Pentru calcularea deplasării de fază η_l, se cunosc mai multe metode.

b) Aproximația Born

Metoda este valabilă numai în anumite condiții, însă importanța ei constă în aceea că permite calcularea secțiunii eficace cu un volum de muncă mult mai mic decât cel din cazul metodei undelor parțiale. Presupunerea de bază din cadrul metodei este că efectul potențialului împrăștierilor este atât de mic, încât interacțiunea dintre particule poate fi tratată ca o perturbație mică. O condiție necesară (însă nu și suficientă) pentru îndeplinirea acestei condiții este ca energia potențială de interacțiune să fie mult mai mică decât energia totală, W_t, a particulelor proiectil. Pentru proiectilele suficient de energetice, această condiție este totdeauna îndeplinită.

Rezolvarea ecuației (28), prin această metodă, duce la următoarea expresie, pentru amplitudinea de împrăștiere:

$$f(\chi) = -\frac{2m_r}{\hbar^2}\int_0^{\infty}\frac{\sin kr}{kr}V(r)r^2dr \qquad (38)$$

unde k este raportul dintre impulsul transferta în timpul ciocnirii și $\hbar$. În cazul interacțiunilor coulombiene pure, relația de mai sus capătă forma:

$$f(\chi) = -\frac{e^2 z Z m_r}{2\hbar^2 k^2}\cdot\frac{1}{\sin^4\left(\chi/2\right)} \qquad (39)$$

Mărimea $\hbar k$ este chiar impulsul, $m_r v_0$, astfel că, pentru secțiunea eficace diferențială microscopică, rezultă expresia:

$$d\sigma_C(\chi) = -\frac{e^4 Z^2 z^2}{64\pi^2\varepsilon_0^2 m_r v_0^2 \sin^4\left(\chi/2\right)}\cdot d\Omega_{CM} \qquad (40)$$

care este identică cu cea obținută în cazul teoriei clasice. Și celelalte expresii obținute pentru secțiunea eficace (transversală) microscopică σ_c, în cadrul teoriei clasice se obțin și în cadrul aproximației Born, rezultat al faptului că energia cinetică a particulelor este mare.

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2. Montajul experimental și modul de lucru

Se va folosi același montaj experimental ca la "Lucrarea nr.5 – Diagnosticarea plasmei prin metoda sondei electrice". Se va proceda conform instrucțiunilor din această lucrare la determinarea temperaturii electronilor T_- și N_-.

Valorile astfel determinate se vor introduce în relațiile (11) și (10). Vom considera numai ionii monovalenți deci z=1. Viteza inițială V_0 a electronilor proiectil se va calcula din relația $V_0^2 = \frac{2kT_-}{m}$. Se vor face determinări de T_- și N_- pentru zece valori ale curentului de descărcare menținând presiunea constantă, iar aici se vor face zece determinări la curent constant și presiune variabilă.

3. Prelucrarea rezultatelor experimentale

Se va întocmi un tabel ce va conține următoarele rubrici:

$I_{descarcare}$(mA)	P_{GAZ}(torr)	T_-	N_-	V_0^2	S	σ

Se va reprezenta grafic σ=σ(p) cu $I_{descarcare}$ parametru și apoi σ=σ(I_{desc}) având ca parametru presiunea P_{GAZ}.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

SPECTROSCOPIE OPTICA DE IMPEDANȚA

1. Teoria lucrării

Propagarea undelor electromagnetice în plasma omogenă și izotropă neliniară

Se știe că proprietățile electrice ale materiei sunt determinate de existența sau inexistența sarcinilor electrice, care sunt capabile de deplasări sub acțiunea forțelor exterioare sau interioare de natură electrică sau electromagnetică. Sub acțiunea unui câmp electromagnetic, particulele încărcate ale unui gaz sunt antrenate într-o mișcare coerentă, din care rezultă sarcini și curenți care în general sunt diferiți de zero. La rândul lor, aceștia generează un câmp electromagnetic secundar care se combină cu câmpul primar, determinând astfel mișcarea particulelor. Astfel, interacțiile între plasmă și undele electromagnetice sunt determinate simultan de către ecuațiile de mișcare ale particulelor și de ecuațiile Maxwell. Descrierea matematică a influenței undei asupra plasmei constă deci în dezvoltarea simultană a ecuațiilor lui Maxwell și a ecuației Langevin.

Pentru a cunoaște proprietățile plasmei aflate într-un câmp electromagnetic trebuiesc deduse conductivitatea δ, permitivitatea electrică ε și permeabilitatea magnetică μ. Aceste mărimi vor fi exclusiv determinate de către electronii liberi, care din cauza micii lor inerții sunt singurii capabili să urmeze oscilațiile câmpului electromagnetic și să oscileze cu o amplitudine neneglijabilă. O undă plană care se propagă în acest mediu satisface ecuațiile lui Maxwell:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{1}$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \tag{2}$$

în care

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \tag{3}$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \tag{4}$$

$$\vec{J} = n\varepsilon \vec{v} \tag{5}$$

cu: e – sarcina electronului, n – densitatea de electroni, $\vec{v}$ - viteza electronului.

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Se consideră că în mediu nu există nici o sursă de electroni și deci trebuie ca ecuația de continuitate să fie satisfăcută:

$$\frac{\partial}{\partial t}(ne) + \nabla \cdot \vec{J} = 0 \tag{6}$$

Deoarece electronii sunt acționați de către câmpul electromagnetic, mișcarea lor va fi determinată de ecuația:

$$nm\frac{d\vec{v}}{dt} = ne\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \tag{7}$$

Făcând uz de faptul că $|\vec{H}| = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}|\vec{E}|$ rezultă că termenul $\vec{v} \times \vec{B}$ din ecuația (7) diferă de $\vec{E}$ printr-un factor:

$$\sqrt{\varepsilon\mu}\,\vec{v} = \frac{v}{c} << 1 \tag{8}$$

și din acest motiv va fi neglijat. Multiplicând ecuația (7) cu e și făcând uz de ecuația (8), obținem relația:

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \frac{ne^2}{m}\vec{E} \tag{9}$$

Presupunând că variația în timp a câmpurilor este de forma exp(iωt), ecuația (9) se mai poate scrie:

$$\vec{J} = j - \frac{ne^2}{m\omega}\vec{E} \tag{10}$$

și ținând cont că $\vec{J} = -\sigma\vec{E}$ rezultă o conductivitate imaginară:

$$\sigma = -j\frac{ne^2}{m\omega} \tag{11}$$

Ținând cont de ecuația (10), ecuația (2) mai poate fi scrisă astfel:

$$\nabla \times \vec{H} = \left(j\omega\varepsilon_0 - j\frac{ne^2}{m\omega}\right)\vec{E} \tag{12}$$

Ecuația (12) poate fi pusă într-o formă similară cu ecuația corespunzătoare propagării în spațiul liber $\nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon_p\vec{E}$ prin introducerea unei constante dielectrice echivalente ε_p:

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon_p\vec{E} \tag{13}$$

în care

$$\varepsilon_p = \left(1 - j\frac{ne^2}{m\omega^2\varepsilon_0}\right)\varepsilon_0 \tag{14}$$

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Astfel efectele pe care plasma le are asupra propagării unde electromagnetice, pot fi reprezentate prin intermediul constantei dielectrice ε_p, deoarece termenul $\frac{ne^2}{m\varepsilon_0}$ din ecuația (14) are dimensiunile pătratului unei frecvențe îl vom nota prin

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\varepsilon_0} \tag{15}$$

ω_p fiind frecvența plasmei. Expresia constantei dielectrice a plasmei (14) în funcție de ω_p devine:

$$\varepsilon_p = \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right]\varepsilon_0 \tag{16}$$

Din ecuația (16) rezultă că în absența unui câmp magnetic, constanta dielectrică a plasmei este mai mică decât constanta dielectrică a spațiului liber ε. Dacă considerăm unda plană care se propagă cu o dependență de forma $exp(\pm\gamma z)$, atunci între constanta dielectrică ε_p și constanta de propagare γ există relația:

$$\gamma^2 = -\omega^2\mu\varepsilon_p \tag{17}$$

care se mai poate scrie făcând uz de ecuația (15) astfel:

$$\gamma^2 = -\frac{\omega^2}{c^2}\left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right] \tag{18}$$

deoarece constanta de propagare este un număr complex, fiind exprimată prin ecuația $\gamma = \alpha + i\beta$, din ecuația (18) rezultă că pentru $\omega >> \omega_p$ membrul drept al ecuației este negativ, și astfel constanta de propagare este pur imaginară, reducându-se la o constantă de fază $\gamma = i\beta$. În acest caz unda se va propaga, având o dependență spațio-temporală de forma $exp i(\omega t \pm \beta z)$. Plasma se comportă în acest caz asemănător cu un dielectric constituind un mediu de propagare transparent pentru undele electromagnetice. Pentru $\omega < \omega_p$, membrul drept al ecuației (18), este pozitiv și constanta de propagare este reală, reducându-se la o constantă de atenuare $\gamma = \alpha$. Obținem, în acest caz, o undă amortizată $exp i(i\omega t \pm \alpha z)$. Astfel pentru undele a căror pulsație $\omega < \omega_p$, curentul asociat mișcării electronilor modifică câmpul magnetic oscilant, viteza de fază devine imaginară și undele electromagnetice nu se mai pot propaga în absența unui câmp magnetic. Electronii exclud de la propagare pulsațiile mai joase decât ω_p. La interfața spațiu liber-plasmă, dacă sursa de unde plane este în afara plasmei, o

BCU "ASIDEN CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

undă incidentă cu $\omega < \omega_p$ va fi total reflectată. Plasma se comportă în acest caz, asemănător unei suprafețe metalice conductoare, pentru $\omega = \omega_p$ unda este tăiată; indicele de refracție al plasmei n_p și constanta de propagare γ sunt nule, astfel că unda electromagnetică este reflectată similar cu fenomenul care apare într-un ghid de undă în apropierea frecvenței de tăiere. Totodată, observăm că la tăiere pentru $\omega = \omega_p$, $\nabla \times \vec{H} = 0$, iar câmpul electric satisface ecuația $\nabla \times \vec{E} = 0$. Astfel la tăiere nu poate exista o undă electromagnetică transversală. În acest caz, poate exista cel mult o undă electrică longitudinală, numită și undă electrostatică.

Deci, mediul plasmă acționează ca un filtru trece sus, cu o pulsație la $\omega = \omega_p$ și cu o bandă de oprire în intervalul $0 < \omega < \omega_p$.

Descrierea de mai sus este simplificată, deoarece s-a neglijat faptul că electronii liberi interacționează prin ciocnire cu ceilalți constituenți ai plasmei. Ciocnirile reprezintă, în general, mecanismul prin care electronii pot câștiga energie de la câmp.

Ecuația (10) arată că în absența ciocnirilor, curentul (și deci viteza cu care oscilează electronii) este defazat cu 90^0 în raport cu câmpul electric.

Într-o plasmă reală ciocnirile interferă cu mișcarea oscilatorie a electronilor dirijați de către câmpul electromagnetic. Viteza electronilor își păstrează direcția între ciocniri, dar este dispersată în toate direcțiile posibile după șoc, astfel numai o parte din numărul total de electroni va avea viteza în fază cu câmpul electric. Devine posibil astfel ca electronii să piardă relația de fază indicată de ecuația (10) și deci să poată absorbi energie de la câmpul electromagnetic, ducând astfel la o atenuare a undei. Conductivitatea acestui mediu va fi astfel complexă:

$$\sigma = \sigma_r + i\sigma_i \tag{19}$$

Pentru a ține seama de efectele datorate ciocnirilor care au loc într-o plasmă în ecuația de mișcare (7), vom adăuga conform teoriei lui Langevin, termenul $nmv\vec{v}$, unde v este parametrul de ciocnire.

$$nm\frac{d\vec{v}}{dt} + nmv\vec{v} = ne\vec{E} \tag{20}$$

în care, din nou termenul $\vec{v} \times \vec{B}$ a fost neglijat. În această ecuație v reprezintă frecvența de ciocnire electron-particulă neutră, efectul ei fiind introdus sub forma unei forțe de frecare. Din ecuația (20) rezultă viteza $\vec{v}$.

$$\vec{v} = \frac{e\vec{E}_0 e^{i\omega t}}{im\omega + mv} \tag{21}$$

Astfel, densitatea curentului total de hiperfrecvență $\vec{J} = ne\vec{v}$ va fi acum o cantitate complexă

$$\vec{J} = \frac{ne^2}{m}\vec{E}\left[\frac{\nu}{\nu^2+\omega^2} - i\frac{\omega}{\nu^2+\omega^2}\right]e^{i\omega t} \tag{22}$$

și în consecință conductivitatea plasmei va fi:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m}\frac{\nu}{\nu^2+\omega^2} - i\frac{\omega}{\nu^2+\omega^2} \tag{23}$$

Ambele părți, reală și imaginară, ale conductivității complexe a plasmei sunt dependente de densitatea de electroni n și de frecvența de ciocnire ν . Ca urmare a faptului că conductivitatea este complexă și constanta dielectrică a plasmei va fi o mărime complexă

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\nu^2+\omega^2} - i\frac{\omega_p^2\frac{\nu}{\omega}}{\nu^2+\omega^2} \tag{24}$$

Expresia complexă a constantei dielectrice, implică faptul că mediul are pierderi. Efectul pierderilor se anulează când ν=0. Datorită ciocnirilor există electroni a căror viteză nu mai este defazată cu 90^0 în raport cu câmpul electric și astfel câmpul poate ceda energie electromagnetică electronilor. Energia absorbită de la câmp este disipată în plasmă. Ea servește, în primul rând, dat fiind slabul contact termic între electroni și ceilalți constituenți ai plasmei, la ridicarea temperaturii gazului de electroni. Din ecuația (17) și ecuația (24) rezultă că putem afla constanta de atenuare α și constanta de fază β.

Considerând că $\frac{\nu}{\omega} << \left[\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1\right]^2$ obținem:

$$\alpha = \frac{\omega}{2c}\left\{\frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\frac{\nu}{\omega}}{\left[1-\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right]^{1/2}}\right\} \tag{25}$$

$$\beta = \frac{\omega}{c}\left[1-\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right]^{1/2} \tag{26}$$

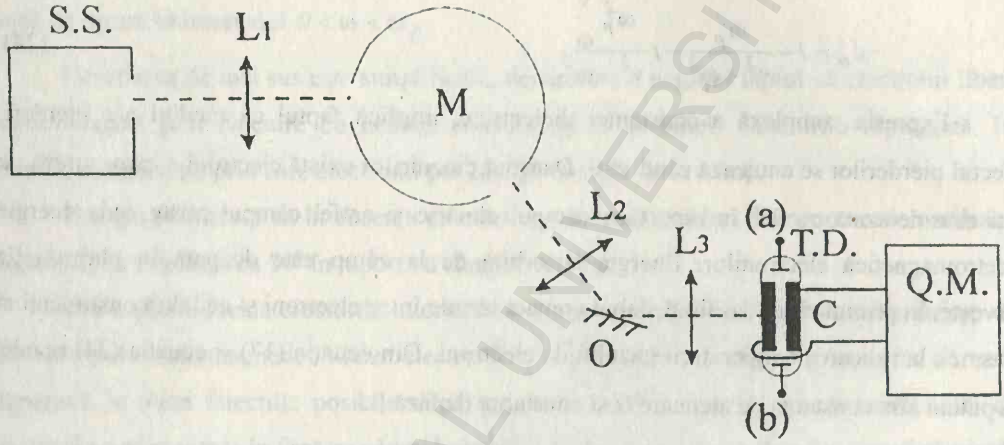
Comparând ecuația (26) cu ecuația (18) se observă că, introducerea termenului care ține cont de ciocniri, nu a schimbat proprietățile propagării. Astfel undele electromagnetice a

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

căror pulsație este mai mare decât pulsația plasmei se vor propaga prin plasmă pe când cele cu pulsația mai mică nu se vor putea propaga. Totuși din ecuația (25) rezultă că atenuarea undei este controlată de către densitatea de electroni și de frecvența lor de ciocnire ν. Din cele de mai sus, rezultă consecințe importante în ceea ce privește diagnosticarea plasmei prin tehnici spectroscopice.

2. Montajul experimental

Montajul experimental folosit în acest experiment este reprezentat schematic în



Părțile sale componente sunt:

a) o sursă spectrală (S.S) care este de regulă o lampă cu vapori de mercur sau alt gaz aflat sub presiune. Aceasta emite o radiație cu un spectru continuu;

b) un monocromator (M) cu prismă rotitoare;

c) un tub de descărcare (T.D.) în care se formează plasmă la aplicarea unei înalte tensiuni la bornele (a,b);

d) un condensator (C) ce are ca dielectric tubul de descărcare;

e) un Q-metru (Q.M.) un aparat relativ complicat a cărui mod de utilizare îl veți găsi la masa de lucru;

f) 3 lentile (L_1, L_2 și L_3) și o oglindă (O) pentru dirijarea convenabilă a fasciculului luminos spre plasmă;

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

3. Modul de lucru

a) se măsoară capacitatea C_0 a condensatorului cu plasma stinsă cu Q-metrul (Q.M.) pentru 10 valori diferite ale frecvenței f de lucru

b) se fixează prima frecvență de lucru a Q-metrului (Q.M.)

c) se aprinde plasma în tubul de descărcare

d) se măsoară capacitatea C a condensatorului având plasmă în tubul de descărcare pentru toate cele 10 frecvențe f de la punctul (a)

e) dacă plasma este slab luminescentă putem considera frecvența de ciocnire ν din relația (24) nulă astfel încât să avem

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{28}$$

f) se va întocmi un tabel de forma

Tabelul 1

f (Hz)	$\omega = 2\pi f(Hz)$	C_0(F)	C(F)	$\varepsilon_\Omega = \frac{C}{C_0}$

g) se va alege una din cele 10 frecvențe f de lucru a Q-metrului (QM)

h) se pornește sursa spectrală

i) se rotește prisma monocromatorului și se va nota frecvența radiației emergente ν. Concomitent se măsoară capacitatea C. Se va întocmi un tabel de forma:

Tabelul 2

ν (Hz)	C_0(F)	C(F)	$\varepsilon_\Omega = \frac{C}{C_0}$

4. Prelucrarea datelor

a) Folosind tabelul 1 se va reprezenta $\varepsilon_r = \varepsilon_r(f)$. Această curbă este cunoscută sub numele de "curba de dispersie a plasmei"

b) Ce puteți spune despre permitivitatea electrică relativă a plasmei "ε_r" odată cu creșterea frecvenței f ?

BCU IASI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

c) Folosind datele din Tabelul 2 reprezentați $\varepsilon_r = \varepsilon_r(\nu)$

d) Notați separat frecvențele ν ale radiațiilor luminoase pentru care se obțin variații accentuate ale permitivității relative ε_r a plasmei

e) Cunoscând natura gazului din tubul de descărcare și folosind datele de la punctul (d) precizați între ce nivele electronice a avut loc absorbția radiației lumnoase.

Monitor grosimii de strat cu balanță de cuarț (cuarț piezo cu = fenomen pusp. de oscilații)

↓ depunere → deplasare a frecvenței de oscilație ≈ grosimea strat

⇒ rata de depunere / grosimea strat

(232)

PC → Grafic de ajustare a stratului

⇒ rata + grosimea

Magnetron | plan circular — anod pus dintr-o fp sursă.

BCU "ASICENTRALUNIVERSITY LIBRARY

BIBLIOGRAFIE

1. Guthrie R.D., Wakerling E.M., "Vacuum equipement and techniques", Mc Graw-Hill Book Company 1960.
2. Delafosse J., Mongodin G., "Les calcules de la technique du vid", Societe Francaise des ingineurs et tecniciens du vide, Le vide nr.92, martie-aprilie 1961.
3. Reimann A.L., Technique du vide, Dunod, Paris 1960.
4. Langmuir I.J., "The collected works of J.Langmuir", de Suits G.G., Pergamon vol.I-IV, New York 1961.
5. Bădărău E., Popescu I.I., "Gaze ionizate. Descărcări electrice în gaze", Ed. Tehnică Bucureşti 1965.
6. Popescu I.I., Toader E., "Cinematica şi dinamica plasmei", Ed. Ştiinţifică şi Enciclopedică Bucureşti 1983.
7. Popescu I.I., Ciubotaru D., "Bazele fizicii plasmei", Ed. Tehnică Bucureşti 1987.
8. Dobre M., "Contribuţii la cunoaşterea mecanismului producerii efectului catodului cavitar în regim luminiscent", Teza de doctorat, Universitatea Bucureşti 1980.
9. Mc Daniel E.W., "Collision phenomena in ionized gases", John Willey & Sons Inc. New York 1964.
10. Popescu I.I., Toader E.I., Iova I., "Fizica plasmei şi aplicaţii", Ed.Ştiinţifică şi Enciclopedică Bucureşti 1981.
11. Griem R., "Plasma spectroscopy", Holt, New York 1971.
12. Nistor R.E., "Studiul efectului optogalvanic în domeniul microundelor", Teza de doctorat, Universitatea Bucureşti 1995.
13. Ciubotaru D., Covlea V., Biloiu C., "Gaze ionizate", Universitatea Bucureşti 1992.

BCU IAŞI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

CUPRINS

pag.

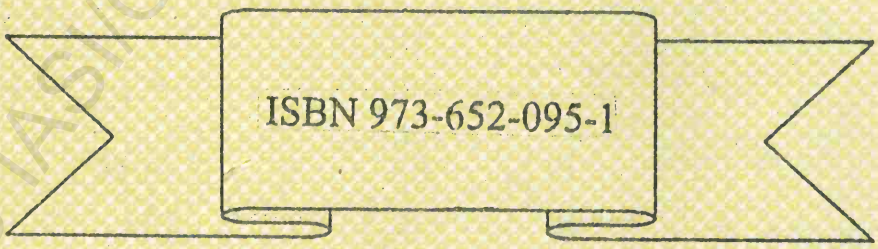
1. Pompe de vid 1
2. Punerea în funcțiune a unei instalații de vid. 10
3. Măsurarea vidului; etalonarea unui manometru. 14
4. Determinarea caracteristicii presiune-timp la pompa rotativă și la pompa de difuzie. 23
5. Diagnosticarea plasmei prin metoda sondei electrice. 27
6. Determinarea temperaturii și concentrației electronilor prin metoda sondei duble. 35
7. Determinarea conductivității electrice a plasmei. 44
8. Determinarea temperaturii și a gradului de ionizare al plasmei fierbinți. ..... 5(
9. Determinarea secțiunii eficace de ciocnire electron – ion. ..... 5?
10. Spectroscopie optică de impedanță. 6
11. Bibliografie. ..... (
12. Cuprins. ..... 7(

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI

BCU IAȘI CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCU IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

174080



BCU JAPIC CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY